Доц. д-р Борис Петров Манушев е роден през 1940 г. в гр. София. През 1965 г. завършва физика в Софийския университет "Св. Климент Охридски" и постъпва на работа в кат. Атомна физика при Физическия факултет, където работи и до сега.

Защитава докторска дисертация в областта на резонансното поглъщане на гама-кванти (ефект на Мьосбауер). По-късно научните му интереси са насочени към измерването на радиоактивността на околната среда и свързаните с това проблеми на метрологията на йонизиращите лъчения.

В последните години активно работи по задачи, свързани с радиационната обстановка в и около АЕЦ "Козлодуй".

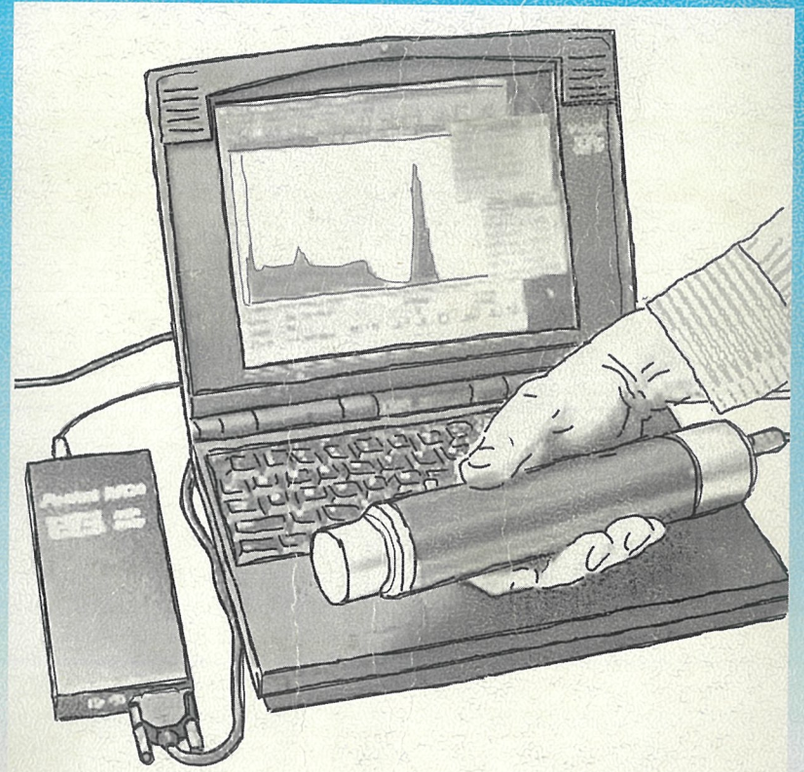
Автор е на научни статии, учебници и учебни помагала, както и на редица научно-популярни статии и книги, свързани с ядрената физика и приложението й в АЕЦ"Козлодуй".

София, 2001 г.

ПРАКТИЧЕСКА МЕТРОЛОГИЯ НА ЯДРЕНИТЕ ЛЪЧЕНИЯ

Борис Манушев

ПРАКТИЧЕСКА МЕТРОЛОГИЯ НА ЯДРЕНИТЕ ЛЪЧЕНИЯ



ТИТА КОНСУЛТ ООД

анушев

ПРАКТИЧЕСКА МЕТРОЛОГИЯ НА ЯДРЕНИТЕ ЛЪЧЕНИЯ

ТИТА-КОНСУЛТ ООД
София, 2001

Анотация

Монографията се основава на лекциите, които чета от 10 години на студенти от Физическия факултет на Софийския университет "Св. Климент Охридски". Тя е предназначена както за учебно помагало на студентите, така и в помощ на специалисти, занимаващи се с измерване на йонизиращите лъчения,

С университетска задълбоченост се излагат както основните физични принципи, на които се основава измерването на ядрените лъчения, така и редица експериментални тънкости, познаването на които е необходимо, за да се осигури измерване с достатъчна точност и надеждност. За да се запази разумен обем силно са ограничени вида на разглежданите частици (главно гама-кванти, по-малко алфа- и бета-частици), използваните детектори (газонапълнени, сцинтилационни и полупроводникови, които са най-широко разпространени в практиката), измерваните параметри (само брой частици и енергията им) и достигане на точност, обикновено достатъчна за практиката.

Кратко са разгледани някои въпроси от теорията на вероятностите и статистиката, илюстрирани с примери от измерването на йонизиращите лъчения. Значително внимание е обърнато на източниците на неопределености и на обикновено пренебрегвания факт, че не винаги статистическите неопределености, дължащи се на случайния характер на радиоактив-ното разпадане и взаимодействието на частиците с веществото, определят точността на крайния резултат. Изложени са нормативни изисквания за оценка на неопределеностите.

Задълбочено се разглеждат физичните процеси в детекторите на йонизиращи частици. Монографията е богато илюстрирана с примери, изясняващи влиянието на различни ефекти върху апаратурните спектри. Отчитането им е необходимо за правилното възстановяване на истинския спектър на измерваното лъчение.

Особено внимание се отделя на някои стандарти в областта на измерването на йонизиращите лъчения. Посочени са много случаи на нееднозначно тълкуване на термини, както и често срещани заблуждения при тълкуване или оценка на някои величини. Коментират се и стандарти за проверка и калибриране на гама-спектрометри с полупроводникови детектори.

Монографията е снабдена и със справочни данни за стойностите на някои константи, важни за метрологията на йонизиращите лъчения, енергиите и интензивностите на алфа- и гама-лъчението на някои нуклиди, използвани за калибровка, или често срещани при замърсявания в околната среда или АЕЦ, за означаването на физичните величини и единици.

Съдържание

ПРЕДГОВОР 18

I. ВЪВЕДЕНИЕ 20

НЯКОИ ОСНОВНИ ТЕРМИНИ, ВЕЛИЧИНИ И ЕДИНИЦИ 26

1. МЕТРОЛОГИЯ НА ЯДРЕНИТЕ ЛЪЧЕНИЯ 29

ЦЕЛ И ЗАДАЧИ НА МЕТРОЛОГИЯТА 29

ОРГАНИЗАЦИЯ НА МЕТРОЛОГИЯТА НА ЯДРЕНИТЕ ЛЪЧЕНИЯ 31

Нормативна основа на метрологията на ядрените лъчения 35

ЕТАЛОНИ И НОРМАЛИ В ЯДРЕНАТА МЕТРОЛОГИЯ 38

Нормали за енергия на електромагнитните лъчения 40

Нормали за интензивност на гама-линии 43

Нормали за α-спектроскопия 46

ТИПИЧНИ СТОЙНОСТИ НА НЕОПРЕДЕЛЕНОСТИТЕ В ПРАКТИЧЕСКАТА МЕТРОЛОГИЯ НА ЯДРЕНИТЕ ЛЪЧЕНИЯ 46

2. ОСНОВНИ ПРИНЦИПИ НА МЕТРОЛОГИЯТА НА ЯДРЕНИТЕ ЛЪЧЕНИЯ 50

МЕТОДИ ЗА ИЗМЕРВАНЕ НА ЯДРЕНИТЕ ЛЪЧЕНИЯ 50

Класификация на измерванията 50

Класификация на методите за измерване 53

3. НЕОПРЕДЕЛЕНОСТИ ПРИ ИЗМЕРВАНЕ НА ЯДРЕНИТЕ ЛЪЧЕНИЯ 60

КЛАСИФИКАЦИЯ НА НЕОПРЕДЕЛЕНОСТИТЕ 62

Видове неопределености 67

ВЕРОЯТНОСТ И СТАТИСТИКА 75

Статистически закони на разпределение 77
Връзки между случайни величини 85
Някои често използвани разпределения 87
Биномно разпределение 87
Поасоново разпределение 90
Мъртво време 94
Равномерно (равновероятно) или правоъгълно разпределение 97
Гаусово (нормално) разпределение 98
Логаритмично нормално разпределение 102
χ^2 - разпределение 103
Разпределение на Стюдент 105
Един числен пример 106
Отстраняване на груби грешки 111
Неопределеност на сложна функция 116
Оптимизиране на измерване 119
Метод на най-малките квадрати 124
Прекарване на права по метода на най-малките квадрати 128
Някои полезни съвети 135
Линеаризиране при метода на най-малките квадрати 138
Определяне на подложката под линията на пълно поглъщане 141
4. ЯДРЕНИ ЛЪЧЕНИЯ 144
РАДИОАКТИВНОСТ НА ЯДРАТА 145
Алфа-разпадане 145
Бета-разпадане 150
Гама-излъчване на ядрата 158
Вътрешна конверсия 160
Рентгеново лъчение 163

Оже-електрони 169
Закон за радиоактивното разпадане 169
Активност на източник, съдържащ различни радионуклиди 172
Измерване на константата на разпадане или на периода на полуразпадане 177
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ЛЪЧЕНИЯТА С ВЕЩЕСТВОТО 181
Сечение на взаимодействие 183
Класически еластичен удар 187
Взаимодействия на заредени частици с веществото 194
Йонизационни загуби 194
Радиационни загуби 197
Взаимодействия на рентгенови и гама-кванти с веществото 198
Фотоефект 199
Ефект на Комптън 202
Раждане на двойка електрон-позитрон 210
Закон за отслабване на тесен сноп йонизиращо лъчение 212
Измерване на коефициента на отслабване или на слоя на полуотслабване 219
II. ДЕТЕКТОРИ НА ЙОНИЗИРАЩИ ЛЪЧЕНИЯ 226
5. ХАРАКТЕРИСТИКИ НА ЯДРЕНО-ФИЗИЧНА АПАРАТУРА 226
6. ГАЗОНАПЪЛНЕНИ ДЕТЕКТОРИ 230
ПЪРВИЧНА ЙОНИЗАЦИЯ 233

ЙОНИЗАЦИОННИ КАМЕРИ 239
Конструктивни и експлоатационни особености на камерите за различни видове частици 245
Йонизационни камери за измерване на α-частици 245
Йонизационни камери за измерване на β-лъчи 246
Йонизационни камери за измерване на γ-лъчи 247
Йонизационни камери за измерване на неутрони 248
Някои технически въпроси 249
Йонизация в течности 251
ПРОПОРЦИОНАЛНИ БРОЯЧИ 252
Конструктивни особености на пропорционалните броячи 257
ГАЙГЕР-МЮЛЕРОВИ БРОЯЧИ 262
Бавни несамогасящи се броячи 264
Бързодействащи самогасящи се броячи 265
Нисковолтни броячи 265
Времеви характеристики на Гайгер-Мюлеровите броячи 266
Броячна характеристика на Гайгер-Мюлеровите броячи 268
Конструктивни особености 272
КОРОННИ БРОЯЧИ 275
7. ПОЛУПРОВОДНИКОВИ ДЕТЕКТОРИ 276
ОСНОВНИ ПРОЦЕСИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВИТЕ ДЕТЕКТОРИ 278
***p-n* преходи** 281
***p-i-n* преход** 291
Някои основни зависимости 292
ОСНОВНИ ТИПОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВИ ДЕТЕКТОРИ 294
Детектори на заредени частици 296

Параметри на полупроводниковите детектори за заредени частици 297
Видове полупроводникови детектори за заредени частици 307
Детектори за фотони 310
Параметри на полупроводниковите детектори за фотони 313
Видове полупроводникови детектори за фотони 318
8. СЦИНТИЛАЦИОННИ ДЕТЕКТОРИ 327
Изисквания към сцинтилаторите 329
ГАЗОВИ СЦИНТИЛАТОРИ 332
ТЕЧНИ СЦИНТИЛАТОРИ 335
ТВЪРДИ СЦИНТИЛАТОРИ 337
Неорганични кристали 338
Органични сцинтилатори 344
Оптически контакт между сцинтилатора и фото-електронния умножител 346
ФОТОЕЛЕКТРОННИ УМНОЖИТЕЛИ 348
Стабилност на сцинтилационните детектори 362
9. ЯДРЕНА ЕЛЕКТРОНИКА 366
БЛОК-СХЕМА НА ЯДРЕНА АПАРАТУРА 369
Източник на високо напрежение 373
Генератор на опорни импулси 376
Интензиметър 377
Преброител 379
Часовник 381
Предусилвател 382
Усилвател-формировател 387
Стабилизатор на линия 391

Отбор на незастъпени импулси 393
Дискриминатор 395
Едноканален анализатор 396
Многоканален анализатор 398
ИДЕНТИФИЦИРАНЕ НА РАДИОНУКЛИДИТЕ 410

III. ИНТЕРПРЕТИРАНЕ НА ОПИТНИТЕ РЕЗУЛТАТИ 413

10. ГАМА-СПЕКТРОМЕТРИЯ 413
АПАРАТУРЕН ГАМА-СПЕКТЪР 415
Линия на пълно поглъщане (фотопик) 417
Място на линията (баланс на енергията) 419
Форма на линията на пълно поглъщане 421
Комптъново разсейване 428
Раждане на двойка електрон-позитрон e^-e^+ и линии на излитане 433
Паразитни линии, създавани от източника 437

11. ФОН НА ДЕТЕКТОРНАТА СИСТЕМА 449
ФОН ПРИ ОТСЪСТВИЕТО НА ИЗМЕРВАН РАДИО-АКТИВЕН ИЗТОЧНИК 451
ФОН, ДЪЛЖАЩ СЕ НА ИЗМЕРВАНИЯ РАДИОАКТИВЕН ИЗТОЧНИК 455
ПАСИВНА ОЛОВНА ЗАЩИТА 457
Странични ефекти 461
КОЛИМАТОРИ 466
АКТИВНО НАМАЛЯВАНЕ НА ФОНА 472
Спектрометър с активно потискане на Комптъновото разпределение (Антикомптънов спектрометър) 472
"Вето" защита за намаляване на импулсите от космичното лъчение 475

Спектрометър за подтискане на Комптъновото разпределение и линиите на пълно поглъщане и на единично излитане при високи енергии 476
Комптънов спектрометър 478
ДОЛНА ГРАНИЦА НА ДЕТЕКТИРАНЕ 480
Минимална детектируема активност 492
Корекция за разпадането по време на измерване 493

12. СТАНДАРТИ ЗА ПРОВЕРКА НА ГАМА-СПЕКТРОМЕТРИЧНА АПАРАТУРА 496
Коригиране за истински съвпадения 515
Поправка за отслабване на лъчението 517
Поправка за радиоактивното разпадане 519

ПРИЛОЖЕНИЯ 522
ПРИЛОЖЕНИЕ 1 - ИЗПОЛЗВАНИ СЪКРАЩЕНИЯ И ОЗНАЧЕНИЯ 522
ПРИЛОЖЕНИЕ 2 - НЯКОИ ЧЕСТО УПОТРЕБЯВАНИ КОНСТАНТИ И СТАТИСТИЧЕСКИ ТАБЛИЦИ 523
ПРИЛОЖЕНИЕ 3 - КАЛИБРОВЪЧНИ РАДИОНУКЛИДИ ЗА α-СПЕКТРОСКОПИЯ 526
ПРИЛОЖЕНИЕ 4 - КАЛИБРОВЪЧНИ РАДИОНУКЛИДИ ЗА γ-СПЕКТРОСКОПИЯ 529
ПРИЛОЖЕНИЕ 5 - ЕСТЕСТВЕНИ РАДИОАКТИВНИ СЕМЕЙСТВА 543
ПРИЛОЖЕНИЕ 6 - ОЗНАЧАВАНЕ НА ЕДИНИЦИТЕ 553
РЕЧНИК - Предметен указател 558
Използвана литература 589

Списък на използваните схеми на разпадане

		стр.
^{57}Co	фиг. 4.15	178
^{60}Co	фиг. 4.6	160
^{64}Cu	фиг. 4.3	154
^{137}Cs	фиг. 4.14	177
^{212}Bi	фиг. 4.1	149
^{212}Bi	фиг. 4.2	150

ТАБЛИЦИ

3.1. *Основни източници на неопределености при регистриране на ядрени лъчения* 68

3.2. *Доверителни интервали при Гаусово разпределение* 100

3.3. *Примерна извадка на "експериментални стойности"* 106

3.4. *Числени стойности на някои параметри на извадки от набора стойности от табл. 3.3.* 108

3.5. *Формули за оценяване на неопределеностите на някои функции* 118

3.6. *Формули за определяне на коефициентите на права по метода на най-малките квадрати* 132

3.7. *Физични модели, водещи до система линейни уравнения* 138

3.8. *Някои линеаризиращи преобразования* 139

4.1. *Енергия на α-лъчението от някои нуклиди* 147

4.2. *K-край и сечения за фотоефект* 201

4.3. *Енергия E'_γ на обратно разсеяния Комптънов γ-квант и енергията E_e на съответния електрон (Комптънов ръб) в зависимост от енергията на падащия γ-квант E_γ.* 204

4.4. *Пробег на алфа-частици* 215

4.5. *Слой на полуотслабване $d_{1/2}$ и пробег R на бета-частици* 217

4.6. *Стойности на слоя на полуотслабване $d_{1/2}$ за гама-лъчението от някои често срещани гама-радионуклиди* 219

5.1 *Типична информация, която се получава от различни типове детектори* 228

5.2 *Типични стойности на енергията за образуване на първичните заряди в различни типове детектори* 229

6.1 *Подвижност на йоните* 236

7.1. *Някои основни характеристики на чисти* Si *и* Ge 282

7.2. *Допустим брой частици/cm^2 при облъчване на полупроводников детектор* 303

7.3. *Типични параметри на най-често използваните ППД за фотони* 317

7.4. *Сравнение на характеристиките на някои детектори с обратна полярност* 321

7.5. *Някои типични характеристики на планарни детектори* 322

8.1. *Някои свойства на неорганични кристали-сцинтилатори* 338

8.2 *Състав на някои пластмасови сцинтилатори* 345

8.3. *Основни характеристики на някои типове фотокатоди* 354

8.4. *Вероятност и брой на шумови импулси, съответстващи на едно-, дву- и т.н. електронни съвпадения* 360

8.5. *Минимални параметри на фотоелектронните умножители* 365

10.1. *Систематизиране на основните елементи на апаратурен γ-спектър* 418

10.2. *Енергия на свързване на електроните на K-слоя за елементи, изграждащи активния обем на някои детектори* 419

10.3. *Характеристични Ro-линии на олово* 438

10.4 *Пример за регистриране на лъчението от* ^{60}Co 440

11.1. *Ориентировъчни стойности на* MDA 459

11.2. *Дебелина на необходимата защита* 461

11.3. *Изменение на отношението на активностите на* ^{137}Cs *и* ^{134}Cs *от времето* 489

11.4. *Стойности на безразмерната константа C* 494

12.1. *Препоръчителна смес от радионуклиди за калибровка по ефективност на Ge-спектрометри* 505

ФИГУРИ

1.1. *Класификация на техническите стандарти* 37

1.2. *Връзка между нормалите за енергия на гама-лъчението* 41

1.3. *Схема на радионуклид с 2 възбудени и основно състояние* 45

2.1. *Блок-схема на апаратура, реализираща нулев методна измерване* 59

3.1. *Към оценката на неопределености тип B* 65

3.2. *Пример за функционална зависимост* $y = 0{,}02\ (x - 10)^2 + 25$ 87

3.3. *Примери за биномиално разпределение при различни стойности на параметрите му* 89

3.4. *Примери за Поасоново разпределение при различни средни стойности* μ 91

3.5. *Равномерно разпределение* 97

3.6. *Примери на Гаусово разпределение* 99

3.7. *Пример за разпределението на сума от случайни величини* 101

3.8. *Примери за* χ^2 *-разпределение* 104

3.9. *Графично представяне на данните от табл. 3.3* 107

3.10. *Друга форма на графично представяне на данните от табл. 3.3* 110

3.11. *Неопределеност на сложна функция* 117

3.12. *Линейна регресия на "експерименталните" данни от табл. 3.3. със смяна на местата на зависимата и независимата променливи* 134

3.13. *Линейна регресия в случая, когато "експерименталните" данни са от линейна зависимост без неопределености* 134

3.14. *Типична форма на линия на пълно поглъщане върху подложка от непрекъснато разпределени импулси* 142

4.1. *Схема на разпадане на* $^{212}_{83}$Bi *(първи клон)* 149

4.2 *Схема на разпадане на* $^{212}_{83}$Bi *(втори клон)* 150

4.3. *Схема на разпадане на* $^{64}_{29}$Cu 154

4.4. *Примерен* β*-спектър* 155

4.5. *Бета-спектър на* ^{90}Sr + ^{90}Y 157

4.6. *Част от схемата на разпадане на* ^{60}Co 160

4.7. *Конверсионни електрони и непрекъснат* β*-спектър* 161

4.8. *Спирачно лъчение на* ^{90}Sr + ^{90}Y, *регистрирано с помощта на сцинтилационен гама-детектор* 164

4.9. *Гама-спектър на чист* ^{60}Co, *спирачното лъчение на* ^{90}Sr + ^{90}Y *и сумата им (логаритмичен мащаб по оста Y)* 166

4.10. *Гама-спектър на чист* ^{60}Co , *спирачното лъчение на* ^{90}Sr + ^{90}Y *и сумата им (линеен мащаб по оста Y)* 167

4.11. *Апаратурни гама-спектри на радионуклида* ^{137}Cs, *поместен в метален (железен) и в пластмасов корпус* 168

4.12. *Графика на изменението на броя радиоактивни ядра на два радионуклида, между които няма генетична връзка* 173

4.13. *Графика на изменение броя материи и дъщерни радионуклиди и активността им във времето* 175

4.14. *Упростена схема разпадане на* ^{137}Cs 177

4.15. *Упростена схема на разпадане на* ^{57}Co 178

4.16. *Схема на класически еластичен удар* 188

4.17. *Класически еластичен удар, когато налитащата частица е с по-малка маса от частицата-мишена* 190

4.18. *Полярна диаграма на енергиите и ъглите на разсеяните γ-квант и Комптънов електрон* 204

4.19. *Ъглово разпределение на вероятността за Комптъново разсейване при различни енергии* 205

4.20. *Некоректно използване на ф-лата на Клайн-Нишина за описване на Комптъновата съставяща на апаратурен γ-спектър* 206

4.21. *Спектри на Комптънови електрони при различни енергии на падащите γ-кванти, създаващи Комптъновото разпределение, изчислени по ф-ла* (4.63) 207

4.22. *Разпределение на Комптъново разсеяните γ-кванти по енергия* 208

4.23. *Сечение за Комптъново разсейване на един електрон от различни елементи* 210

4.24. *Идеализиран модел за извеждане на закона за отслабване на тесен сноп* 212

4.25. *Преминаване на заредени частици през поглътител* 214

6.1. *Типична схема на свързване на газонапълнен детектор* 230

6.2. *Примерна зависимост между коефициента на газово усилване и работното напрежение в газонапълнен детектор* 231

6.3. *Типични волт-амперни характеристики на токови йонизационни камери* 240

6.4. *Компоненти на импулса в йонизационна камера* 243

6.5. *Принципна схема на бързодействаща импулсна камера* 244

6.6. *Принципна схема на резонансна йонизационна камера* 247

6.7. *Принципна схема на йонизационна камера със защитен пръстен* 250

6.8. *Принципна конструкция на 2π и 4π проточни броячи* 258

6.9. *Броячни характеристики на пропорционален брояч* 260

6.10. *Спектър на конверсионни електрони, регистриран с пропорционален брояч в магнитно поле* 261

6.11. *Времеви характеристики на Гайгер-Мюлеров брояч* 267

6.12. *Типична броячна характеристика на Гайгер-Мюлеров брояч* 269

6.13. *Зависимост на ефективността на Гайгер-Мюлерови броячи от енергията* 272

6.14. *Типични конструкции на Гайгер-Мюлерови броячи* 273

7.1 *Принципна схема на хомогенен полупроводников детектор* 278

7.2 *Схема на енергетичните зони в идеален полупроводник* 285

7.3. *Енергетични зони в примесен полупроводник* 287

7.4 *Разпределение на електричното поле в ППД* 297

7.5. *Основни конфигурации на германиеви ППД* 311

7.6. *Енергетичен диапазон на регистрираните Ro- и γ-кванти от различни типове ППД* 312

7.7 *Енергетична зависимост на ефективността на някои типове Ge-ППД за Ro- и/или γ-кванти* 312

7.8. *Определяне на отношението пик/Комптън* 316

7.9. *Конструкция на коаксиални германиеви детектори* 318

7.10. *Конструкция на планарен HPGe детектор* 322

7.11. *Конструкция на голямоплощни HPGe-детектори за ниски енергии* 323

7.12. *Конструкция на кладенчов Ge-ППД* 324

7.13. *Разположение на основните елементи във вакуумния охлаждаем обем на ППД* 326

8.1. *Енергерични зони в активиран алкално-халогениден кристал* 340

8.2. *Принципна схема на сцинтилационен детектор* 348

8.3. *Спектрална чувствителност на фотокатоди* 353

9.1. *Блок-схема на ядрена апаратура с интензиметър* 369

9.2. *Блок-схема на ядрена апаратура с преброител* 371

9.3. *Блок-схема на едноканален анализатор* 372

9.4. *Блок-схема на апаратура с използването на многоканален анализатор* 372

9.5. *Принципна схема на зарядочувствителен предусилвател* 383

9.6. *Типична форма на изходните импулси от зарядочувствителен предусилвател* 386

9.7. *Определяне на интегралната нелинейност* 390

9.8. *Диаграма на импулсите в устройство за отбор на незастъпени импулси* 394

9.9. *Блок-схема и диаграма на импулсите в едноканален анализатор* 396

9.10. *Диаграма на импулсите в АЦП тип Уилкинсън* 399

9.11. *Принципна схема на паралелен АЦП* 401

9.12. *Блок-схема на АЦП с последователни приближения* 403

9.13. *Блок-схема на АЦП с последователни приближения и линеаризиране с пълзяща скала* 404

10.1. *Типичен гама-спектър* 416

10.2. *Линия на пълно поглъщане на енергията на* K_α *на* Rb 422

10.3. *Сравняване на плавна Гаусова крива с дискретизирана хистограма, получавана от амплитуден анализатор* 423

10.4. *Фотопикът на* ^{137}Cs, *регистриран без и със поглътител* 425

10.5. *Компоненти, с които може да бъде описана линия на пълно поглъщане* 427

10.6. *Опитна постановка за измерване на γ-спектър в оловна защита* 429

10.7. *Апаратурен спектър на* ^{137}Cs, *регистриран с помощта на полупроводников GeHP детектор* 430

10.8. *Апаратурен γ-спектър на* ^{60}Co, *регистриран с помощта на сцинтилационен NaI(Tl) детектор* 432

10.9. *Апаратурен γ-спектър на* ^{24}Na 435

10.10. *Опростена схема на разпадане, водеща до истински сумарни линии* 439

10.11. *Истински сумарни съвпадения от* ^{60}Co 441

10.12. *Случайни сумарни съвпадения от* ^{137}Cs 445

10.13. *Апаратурен γ-спектър на* ^{57}Co, *регистриран с тънък* Ge-*детектор* 447

10.14. *Спектър на* Ro-*линия на* Tb, *регистрирана с пропорционален брояч, пълен със смес* Xe + Kr 448

11.1. *Схема на пасивна оловна защита с вътрешни слоеве за намаляване на характеристичното лъчение от* Pb 463

11.2. *Влияние на меден слой във оловна защита* 465

11.3. *Колиматор за гама-кванти* 467

11.4. *Сравнение на апаратурни спектри на* ^{137}Cs, *регистрирани с и без колиматор* 468

11.5. *Схема на фокусиращ колиматор за определяне на мястото на радиоактивен източник* 471

11.6. *Схема на антикомптънов спектрометър* 473

11.7. *Схема на "вето"-защита* 475

11.8. *Схема на "чифтен" спектрометър* 477

11.9. *Схема на Комптънов спектрометър* 478

12.1. *Разположение на времената, свързани с анализа на една проба* 520

ПРЕДГОВОР

Настоящата монография "Практическа метрология на ядрените лъчения" има за основа лекциите по едноименния курс, който се чете на студентите-физици във Физическия факултет на Софийския университет "Климент Охридски". Основна цел на курса е запознаването на студентите с някои най-често използвани методи за прецизно измерване на ядрените лъчения и изграждането на известни практически умения за това. Метрологията на ядрените лъчения се разглежда при точностите на образцови и работни средства и методи за измерване, което има най-важно за практиката значение. Дава се кратка информация и за метрологичните принципи за определяне и изработване на международни и национални еталонни и образцови източници и апарати.

Запазвайки традициите на университетското образование, в курса се излагат основните физични принципи, на които се основава измерването на ядрените лъчения, принципното устройство на различни типове детектори, обработването и тълкуването на получената информация. Тези традиции дават възможност на бъдещия специалист да овладее основните принципи на различни научни направления. Това му позволява в бъдещата си работа да се справя с възникващите разнообразни задачи – усвояването или създаването на нови апаратури и методи за измерване.

За съжаление, в последните години се оказа, че в областта на измерването на ядрените лъчения този подход на обучение често не е достатъчен. Рязко се увеличава броят на лабораториите, занимаващи се с измерване на ядрените лъчения. Освен лабораториите във ВУЗ и БАН, чиято основна научноизследователска работа е в областта на ядрената физика, в много химични, биологични, геоложки и други лаборатории все по-широко се прилагат разнообразни ядрено-физични методи. Редица ведомствени лаборатории, обслужващи добива на полезни изкопаеми и електроенергия, селското стопанство, медицината, металургията, опазването на природната среда, извършват все по-голям обем ядрено-физични измервания. За мнозина специалисти в тези лаборатории се оказва трудно да преминат от "принципите", изучавани в Университета, към използването на конкретни методики и апарати, въпреки че имат достатъчно знания за ядрените лъчения (от курса по Атомна и ядрена физика), принципите на измерване (от курсовете по

Експериментални методи на ядрената физика, Дозиметрия и лъчезащита) и принципите на обработване на резултатите от измерванията (Математичен анализ, Теория на вероятностите, Изчислителна техника).

Много често, особено в последните години, когато измерителните апарати са свързани непосредствено със сложна микропроцесорна техника, те прилагат разработени от други специалисти методики буквално, без да разбират физичната им същност. Поради това в някои случаи се допускат груби грешки, особено ако се изменят условията на работа. Няколко лаборатории, снабдени със съвременна техника и извършващи добре възложените от ведомствата им анализи, не успяха да се включат в изследванията по чернобилските замърсявания главно защото техните специалисти не можаха да пренастроят апаратурите си и да усвоят методи за анализ, подходящи за новите условия на замърсяване.

Поради това в настоящата монография се ограничаваме само с най-често използваните в практиката методи за измерване на γ-, β- и α- лъчения. Но за сметка на това задълбочено се разглеждат подробностите на измерването, отчитането на влияещите върху измерването фактори, анализът на получаваните резултати.

По въпросите на метрологията изобщо и в частност на метрологията на ядрените лъчения са публикувани много и разнообразни материали. Някои от тях са използвани при подготовката на курса и настоящата монография. Подборът на материала от тях, вземането само на идеята или повече или по-малко текстуално придържане към дадена публикация се определяше само от разбиранията на автора за полезност, необходимост и разбираемост на определен въпрос, оформили се през дългогодишната му практика по измерване на ядрените лъчения. За облекчаване на четенето не са правени конкретни цитирания, още повече, че изложенията на отделни въпроси в различните книги са твърде близки и авторът не е правил специални проучвания кой е оригиналът. В края се посочват литературни източници, където те са развити с повече подробности.

I . ВЪВЕДЕНИЕ

Последните десетилетия се характеризират с бурното развитие на ядрената физика и навлизането ѝ в най-различни области на съвременната наука, техника и дори във всекидневния живот. Необходими са все по-голям брой специалисти - ядрени физици, които да могат точно, бързо и ефективно да измерват различни видове ядрени лъчения в най-разнообразни условия.

При това последствията от неточно измерване могат да бъдат от незначителни до катастрофални. Ако един учен сбърка в лабораторията 10 пъти при измерването на активността на една проба, то вероятно само ще бере срам когато публикува тази стойност и друг му посочи грешката. Ако един геолог сбърка 10 пъти активността на изваденатa от сондажа проба, грешката му ще струва вероятно значителна загубена полза (ако не е забелязал достатъчното за промишлен добив количество уран) или обратно – неоправдани разходи за добиване на руда, в която уранът е 10 пъти по-малко от очакваното. Ако обаче един лекар сбърка 10 пъти дозата на облъчване на болен от рак, вместо да го излекува, може да го убие. Да не говорим за персонала, контролиращ работата на един ядрен реактор. И сравнително малка грешка в определянето на параметрите на ядрената реакция може да доведе до взривяване на реактора. Да си припомним последствията от чернобилската катастрофа – над 10^{10} рубли за ликвидиране на замърсяването, 26 загинали в първите дни от остра лъчева болест, а сигурно никога няма да узнаем точния брой на раковите заболявания и генетичните увреждания, получени от облъчването на почти цялото население на Европа.

Поне поради **три причини** измерването на ядрените лъчения е по-трудно от измерването на много други величини:

- ✓ липсата на сетива у човека, чувствителни към ядрените лъчения;
- ✓ статистическият характер на радиоактивното разпадане;
- ✓ наличието на фон.

Много по-вероятно, отколкото при повечето други измервания, е да бъде допусната грешка от десетки и стотици пъти. Например изглежда, че не е възможно човек да сбърка дали дължината на една линия е 10 cm или 1 m, дали е

чакал трамвая 10 min или 1 h дори и ако не е използвал никакви измерителни инструменти. За това му помагат здравият смисъл и ежедневният опит.

Напротив, да се сбърка при измерването на радиоактивността 10 или 100 пъти е много лесно. Никакви **сетива** не могат да помогнат на човека. В първите часове на аварията в Чернобилската АЕЦ повечето дозиметри са имали обхват до 4 R/h и са "зашкалвали". Един единствен прибор е можел да измерва до 200 R/h, но е изгорял при включването му. И първите ликвидатори на аварията и пожарникарите са работели, предполагайки, че мощността на получаваната доза е малко по-голяма (5 R/h). В действителност, по-късните измервания показаха, че на много места мощността на дозата е надхвърляла дори 600 R/h.

Особен проблем представлява **статистическият** (вероятностният) характер на радиоактивното разпадане и вероятностният характер на взаимодействието на ядреното лъчение с детектора. Такава ситуация в обичайния живот също не се среща – все едно дължината на линия, която искаме да измерим, да не е постоянна, а непрекъснато да се мени. Отгоре на всичко, линията да побутва по произволен начин подвижното рамо на шублера, по което отчитаме.

Третата причина – **фонът** – също създава проблеми, които се натрупват върху първите две. Привидна е простотата, с която можем да измерим активността заедно с фона, после само фона и да извадим двете числа. В действителност при поставянето на източника ние можем съществено да променим фона – да го намалим, ако измерваната проба (което често се случва при радиационния контрол на околната среда) е масивна и екранира ефективно детектора, или да го увеличим – когато в детектора попада не само прякото лъчение от пробата, но и разсеяно от околните предмети. Не много точна илюстрация можем да получим от опита да измерим височината на една колона, поставена върху купчина пясък, като можем да измерим само височината на купчината преди да е поставена колоната, а след това на колоната върху купчината, без да можем да знаем с колко колоната е смъкнала купчината и колко дълбоко се е забила в нея.

Особен, далече не само физичен, проблем създава все по-широкото компютеризиране на измерителните комплекси. Въпреки че серийно произвежданата ядрена апаратура е вградена в респектиращи блокове, за мнозина тя, заедно с все по-шарените екрани, е типичен представител на понятието

"черна кутия". Просто механично трябва да се запомни, че ключ K_1 се поставя в положение ..., K_{10} на включено, поставяме проба *ABCD*0102, извикваме програма **BOZA.111** и натискаме RUN. След известно време на изхода получаваме ... купчина числа. Извеждането на данните върху перфоленти, магнитни барабани или свързването на апаратурата с още по-сложни електронно-изчислителни машини, които дават направо многоцветни графики, също с нищо не допринася за изясняване на същността на измерването.

Не случайно на напълно сериозни научни конференции са обсъждани доклади със заглавия от типа "Математичната обработка на опитните данни като метод за получаване на неточни резултати" и се доказва, че с подходящ избор на неподходящи апарати и методи може да бъде достигната грешка на крайния резултат, по-голяма от всяко предварително зададено число.

Но все пак не бива да изпадаме в прекален песимизъм. Мнозина успяват да получават съвсем коректни и надеждни резултати. За това е необходимо **много добро познаване на физичните процеси**, които протичат при конкретното измерване, задълбочено и критично изучаване на прилаганата методика на измерване и на принципите на математичното обработване на резултатите. Освен това са необходими много здрав (физичен) разум за откриване на възможните източници на грешки и способност трезво да се оценява реалността на получения резултат, както и многобройни обсъждания и съвместни измервания с колеги от различни лаборатории, сериозно отношение към всяка критична забележка и стремеж да се проведе още един контролен експеримент.

*

* *

Бедата е в това, че никой не се интересува от отговора на въпрос, който той не е задавал.

Карл Дароу

Да се обяснява това, което никой не иска да знае толкова точно.

Себастиан Хафнер

Физикът, измерващ радиоактивността, трябва да (си) задава много въпроси. Да търси отговори, много по-подробни, отколкото му изглежда, че е необходимо. Той трябва много добре да знае и да си представя картинно и количествено не само какво става в радиоактивния източник и в детектора, който го измерва, но и това, което става между и около тях, както и процесите в електрониката след детектора. Физичните закони са неумолими. Те не могат да бъдат нарушавани от никого. В тях няма предвидени наказания за неспазването им, както е в юридическите. Проблемът е, обаче, че от тях следват изводи и числа, които са много различни в различните условия. Добрият физик трябва много бързо да се ориентира в многообразието на заобикалящия го свят, да умее обосновано да отхвърля несъщественото в конкретния случай и съсредоточава вниманието си върху съществените. Обосновано да може да преценява, кое е възможно, преди да започне измерване или изследване и числено да оцени може ли с наличната апаратура в разумно време да се получи търсеният резултат.

Всеки експериментатор при дългогодишната си практика се сблъсква с различни епизоди и случаи на заблуждения, когато той лично или негови колеги не са съобразили значението на някой от законите на физиката.

Малко след Чернобилската авария във Физическия факултет на Софийския университет достигнаха слухове, че във ведомствени лаборатории, разполагащи с достатъчно валута, са купили "фантастични западни анализатори". Малки, лесно преносими, те позволявали да се отчита непосредствено в цифров вид повърхностното замърсяване направо в Bq/m^2 за различни нуклиди. Данните за съответния нуклид се получавали само с натискане на едно копче.

При това били много евтини – само 3 - 4 хиляди долара. Наистина за анализатор, който може да идентифицира радионуклиди, това е много добра цена.

Първото подозрение се породи от "способността" на тези прибори да анализират чисти β-радионуклиди като ^{14}C, ^{32}P, ^{90}Sr. Както е добре известно, β-спектрите са непрекъснати и поради това идентифицирането на нуклидите е твърде сложна задача. Още повече, че β-частиците, като заредени частици, непрекъснато взаимодействат с веществото, като губят енергията си. При повърхностни замърсявания нуклидите проникват на различна дълбочина и съответно загубата на енергия ще зависи от конкретното замърсяване. При определени условия тази задача може да бъде решена, но с използването на сложни математични процедури, изискващи голям обем пресмятания, добре определени условия на измерване и намеса на опитен оператор. Не можехме да повярваме, че тази задача може да се решава автоматично в преносим прибор, при това усложнена от наличието на копчета за "анализ" за смесени β-, γ-излъчватели. Обяснението беше, че това става благодарение на много ка-чествен пропорционален брояч. Но като физици ние добре знаехме какви са принципните възможности дори на "много хубавите" пропорционални броячи.

Когато се запознахме с проспекта на тези прибори, всичко дойде на мястото си. Наистина се използват хубави броячи с голяма площ (това осигурява висока чувствителност) с много тънко прозорче (осигурява регистрирането и на нискоенергетичните β-частици от ^{14}C), напълнени с ксенон (високият атомен номер осигурява задоволителна ефективност за регистриране и на високоенергийни γ-кванти, напр. от ^{137}Cs). Но "пропорционалността" на брояча се използва само за отделянето на шумовете. След него няма никакъв анализатор, а само един преброител на регистрираните импулси. Ключетата, с които "се избират" различните радионуклиди, в действителност въвеждат корекционен множител, отчитащ само различната ефективност на брояча спрямо различните по вид и енергия лъчения, без да се правят много важните поправки за самопоглъщане, разстояние, смес от нуклиди.

Така че тези "анализатори" се оказаха едни действително хубави прибори за контролиране на радиационната чистота в лаборатории, в които се работи с определен радионуклид. Ако масата е замърсена само с ^{14}C и натиснете бутона, на който пише "^{14}C", този прибор ще покаже действителната повърхностна замърсеност в Bq/m^2. Но ако замърсяването е едновременно с ^{14}C и ^{32}P, приборът ще показва някакви стойности, различни при натискането

на бутони "^{14}C" или "^{32}P" (различна ефективност поради различната максимална енергия на β-спектрите), но това няма да бъде действителното замърсяване. В този случай приборът е безпомощен. Тези прибори са още по-безпомощни при анализ на замърсяването на околната среда, за каквато цел бяха закупени.

И авторът е гледал прехласнат спектър на ^{60}Co в проспекта на сцинтилационен детектор от уважавана фирма. Разкошно разделени линии, разделителна способност няколко пъти по-добра от известната дотогава. Докато откри с малки буквички обяснението, че се касае за кристал с размери няколко милиметра – следователно нищожна ефективност, спектър с много голямо Комптъново разпределение. И че не случайно беше показана само част от спектъра с линиите на пълно поглъщане на енергията, без Комптъновото разпределение.

Тези примери красноречиво показват, че познаването на принципните свойства на ядрените лъчения и детекторите позволява на специалиста не само да се ориентира по оскъдните проспектни данни какви са реалните възможности на един прибор, изчистени от рекламните суперлативи, но и да прави правилни изводи от числата, които показва приборът му.

НЯКОИ ОСНОВНИ ТЕРМИНИ, ВЕЛИЧИНИ И ЕДИНИЦИ

Радиоактивен нуклид (радионуклид) е разновидност на радиоактивния атом, определена с броя протони и броя неутрони в ядрото.

Масовото число на дадено ядро е сумата от броя на протоните и неутроните в него. Физически е неправилно масовото число да се определя като закръгляната маса, изразена в атомни единици за маса.

Масата е основна физична величина, характеризираща гравитационните и инерционни свойства на материята. В Международната система единици на физичните величини (СИ) за единица маса е избран **килограмът kg**. За атомните и ядрени мащаби обаче тази единица е твърде голяма и неудобна и поради това се допуска неограниченото използване (но само в атомната и ядрената физика) на извънсистемната единица **унифицирана атомна единица за маса u**: 1 u = (1,660 540 2 ± 0,000 0010).10^{-27} kg.

Числото в скобите може да се запише и по-кратко като 1,660 540 2(10).

Енергия на частиците – в СИ единицата за енергия е **джаул** J. В ядрената физика най-често се използват кратните фемтоджаул (1 fJ = 10^{-15} J) или атоджаул (1 aJ = 10^{-18} J). В атомната и ядрената физика без ограничение се допуска и единицата **електронволт eV:**

1 eV = 1,602 177 33(49).10^{-19} J.; 1 fJ ≅ 6,241 keV.

Универсалната връзка между енергията E и масата m : $E = mc^2$, където c е скоростта на светлината във вакуум, позволява за удобство масата да се изразява в единици енергия : 1 u = 931,494 32(98) MeV/c^2.

От контекста трябва внимателно да си изясняваме какво се разбира под термина *енергия*. Някои автори го използват в смисъл на *пълна енергия* – сумата от кинетичната енергия на частицата и енергийния еквивалент на масата ѝ в покой, но изпускайки прилагателното *пълна*. Други под *енергия* разбират само *кинетичната енергия*.

Дължината на вълната λ на фотоните е свързана с енергията им E чрез съотношението $E = h.\nu$, където h е константата на Планк ($h \cong 6{,}626.10^{-34}$ J.s ≅ $4{,}136.10^{-15}$ eV.s), а ν – честотата им. Числено тя е $\lambda \cong \frac{1{,}240.10^{-6}}{E}$, където λ е в m, а E – в eV.

Активността A на радиоактивен източник е отношението на броя на ядрените превръщания dN в източника за интервала време dt

$$A = \frac{dN}{dt} .$$

Терминът "ядрено превръщане" означава спонтанно изменение на нуклид или изомерен преход.

В СИ единицата за активност е Bq (s^{-1}) – 1 ядрено превръщане в секунда. До 1 януари 1980 г. се допускаше използването на единицата кюри:

1 Ci = 3,700.10^{10} Bq (точно).

През 1975 г. Генералната конференция по мерки и теглилки прие и точна стойност за обратната зависимост – 1 Bq = 2,703.10^{-11} Ci.

Масова активност, специфична активност, a е активността dA в обемен елемент на източника с маса dm : $a = \frac{dA}{dm}$.

Този термин се употребява в два смисъла:

✓ *специфична активност на нуклид* – когато се има предвид, че източникът е съставен само от съответния радионуклид, "без носител". В този случай

$$a = \frac{\lambda.N}{N.M/N_A} = \frac{\lambda.N_A}{N} ,$$

където λ е константата на разпадане, N – броят радиоактивни нуклиди, M – атомната им маса, N_A – числото на Авогадро.

Тази специфична активност на даден радионуклид е толкова по-голяма, колкото λ е по-голяма (кратък период на полуразпадане), а масата му е по-малка. За повечето радионуклиди тя е огромна, например за ^{137}Cs a = 3,2.10^{12} Bq/g; за ^{60}Co a = 4,2.10^{13} Bq/g. Вижда се, че като *количество* радиоактивното вещество в обикновено използваните източници (с активност килобекерели или няколко мегабекерела) е твърде малко.

Оттук следва един много важен извод за безопасността на работещите с радиоактивни източници. Практически цялата маса на това, което обикновено наричаме *радиоактивен източник* (твърд с формата на таблетка, игла и др. или течен разтвор) е неактивна; радиоактивното вещество е с незначителна маса. Възможно е източник с обем 0,1 ÷ 1 cm^3 да има активност само

няколко kBq за калибровка на апаратура и да бъде практически безопасен за работа. Но в същия обем може да се съдържа активност от много MBq или GBq за облъчватели и други цели, които могат да предизвикат опасно облъчване на персонала при неправилно манипулиране с тях.

✓ *специфична активност на проба* – когато пробата е със сложен химичен състав и само някои от съдържащите се в нея атоми са радиоактивни; например когато определяме активността на ^{137}Cs в килограм почва. Специфичната активност на пробата не може да надхвърля специфичната активност (в по-горния смисъл) на съответния радионуклид.

Директно (пряко) йонизираща частица е електрически заредена частица (електрон, протон, α-частица и др.), която притежава достатъчно енергия за йонизация чрез удар.

Индиректно (непряко) йонизираща частица е незаредена частица (фотон, неутрон и др.), която при взаимодействие с атомите на веществото предизвиква получаване на директно йонизиращи частици или причинява ядрено превръщане.

Йонизиращо лъчение е лъчение, състоящо се от директно и (или) индиректно йонизиращи частици.

Корпускулярно лъчение е йонизиращо лъчение, състоящо се от частици с маса на покой, различна от нула.

Гама-лъчение е електромагнитно лъчение с прекъснат енергиен спектър, възникващо при изменение на енергийното състояние на атомните ядра или при анихилация на частици.

Спирачно лъчение е електромагнитно лъчение с непрекъснат енергиен спектър, възникващо при забавяне на електрически заредени частици.

Характеристично рентгеново лъчение е електромагнитно лъчение с прекъснат енергиен спектър, възникващо при преходи към вътрешните слоеве на електронната обвивка на атома.

Рентгеново лъчение е смес от спирачно и характеристично рентгеново лъчение.

Фотонно йонизиращо лъчение е общо понятие за рентгеново и (или) гама-лъчение.

1. МЕТРОЛОГИЯ НА ЯДРЕНИТЕ ЛЪЧЕНИЯ

ЦЕЛ И ЗАДАЧИ НА МЕТРОЛОГИЯТА

В превод от гръцки език "***метрология***" (не само на ядрените лъчения) означава "*наука за мерките*". Съвременното определение на метрологията според Българския държавен стандарт (БДС) гласи:

"Метрологията е наука за измерванията, за методите и средствата за осигуряване на единство на измерванията и за начините за достигане на исканата точност".

Това определение противоречи на едно широко разпространено заблуждение, че метрологията е наука само за измерванията с максимално достижимата точност със съвременните знания, например с международните еталони за метър, килограм или секунда. Тя е наука за всяко измерване. Овладяването на методите ѝ позволява с минимален разход на материални средства и време да бъде получен **нужния** резултат с **нужната** и **надеждно** оценена неопределеност.

Едно измерване на физична величина има ценност и носи полезна информация само когато са изпълнени и двете условия:

✓ **единство на измерванията** – резултатът от измерването е изразен в законни (приети със закон в страната) единици и не зависи от мястото и времето на измерването, както и от използваните методи и средства;

✓ **достигане на исканата точност** – да бъде оценена неопределеността на измерването, вероятността "истинската стойност" да бъде в рамките на тази неопределеност и големината ѝ да удовлетворява поставената задача.

Оценката на неопределеността на едно измерване е много скучна и неприятна работа, която често изисква много повече време и средства, отколкото самото измерване. Трябва, обаче, да се осъзнае, че едно измерване няма никаква информационна стойност, ако не е оценена и неопределеността му. "Простото" заобикаляне на проблема "измери го 10 пъти по-точно" не е никакво решение, защото обикновено това изисква 100 пъти повече време и средства. При това експериментаторът трябва предварително да е оценил каква точност му е необходима и с какви средства ще я гарантира.

Метрологията се дели на три главни направления: теоретична, приложна (техническа) и законодателна.

Теоретичната метрология решава общите теоретични проблеми на измерванията и осигуряването на единството на измерванията.

Приложната (техническата) метрология включва разработването на нови принципи и методи за измерване и обработване на резултатите при конкретни измервания, както и осигуряването, възпроизвеждането и предаването на размера на единиците. Такива са фундаментални разработки на еталони, образцови средства за измерване, стандартни образци за състава и свойствата на вещества и материали, стандартни справочни данни.

Законодателната метрология осигурява регламентирането на общите правила, изисквания и норми при измерванията.

В настоящата монография ще се занимаваме повече или по-малко задълбочено и с трите направления на метрологията на част от характеристиките на някои ядрени лъчения с цел достигане при измерванията точност, която удовлетворява най-честите потребности на научната и производствената дейности.

Ядрените лъчения, техните източници и взаимодействието им с веществото се характеризират с редица параметри: период на полуразпадане на радионуклида, вид и енергия на изпусканите от него частици, пробег на частиците във веществото, активност на радиоактивния източник, погълнатата доза и нейната мощност, керма и мощността й, еквивалентна доза, експозиция (на рентгеново и гама-лъчение) и много други. Най-широко използваните величини са определени в БДС (Български държавен стандарт).

Тук ще се разглеждат основните метрологични проблеми само на измерването на активността на радиоактивни източници и на броя и енергията на изпусканите от тях α-, β- и γ-частици, както и решаването на някои други задачи, например идентифициране на радионуклидите по тяхното лъчение.

Това са най-важните за практиката и универсални величини. Целта е овладяване на основните методи за тяхното измерване с точност, изисквана от поставената задача. Няма да се интересуваме каква е тази задача – дали трябва да бъде определено качеството на заваръчен шев, наличието на радиоактивност в храната или човешкото тяло, нормално ли работи ядреният реактор. Няма никакво значение дали поставената задача е уникален научен

експеримент, търсещ неизвестно явление във физиката, биологията или металургията или рутинно измерване на радиационната чистота на млякото – тази задача не може да бъде решена, ако не се владеят основните принципи на метрологията на ядрените лъчения.

ОРГАНИЗАЦИЯ НА МЕТРОЛОГИЯТА НА ЯДРЕНИТЕ ЛЪЧЕНИЯ

Най-старото в света метрологично учреждение е *Международното бюро за мерки и теглилки* (МБМТ – *Bureau International des Poids et Mesure* BIPM) със седалище в гр. Севр, близо до Париж, със секретариат и научни лаборатории. Задачата му е да създава, усъвършенства и съхранява еталоните на основните единици, да променя техните определения съобразно с развитието на науката, да въвежда нови единици, да извършва периодично сравнения на националните еталони, да разработва методи за най-точните измервания, да създава рационални системи от измерителни единици.

МБМТ се ръководи от *Международен комитет по мерки и теглилки* (МКМТ – CIPM), в който влизат 18 изтъкнати учени от различни страни. До сега към МКМТ са създадени 7 Консултативни комитета за проучване и подготвяне на предложения по въпроси, свързани с измерителните единици в различни области, с техните определения (дефиниции), възпроизвеждане и сравняване. *Консултативният комитет по еталоните за измерване на йонизиращите лъчения* е създаден през 1958 год.

На всеки 4 години се свиква *Генерална конференция по мерки и теглилки* (ГКМТ) "за обсъждане и вземане на необходимите мерки по разпространяване и усъвършенстване на метричната система".

През 1956 год. също в Париж е учредена и *Международната организация по законодателна метрология* (МОЗМ), в която членува и България. МОЗМ осигурява единството на измерванията в световен мащаб чрез разработването, съгласуването и уеднаквяването на технически и административни правилници, на термини по метрология, на *препоръки* (у нас те са известни по-често с необоснованата чуждица *рекомендации*) за методи за проверка на средствата за измерване и на единни изисквания към качеството им. МОЗМ се състои от *Международно бюро* (МБЗМ), *Международен комитет* (МКЗМ) и

Генерална конференция (ГКЗМ), която се свиква през 6 години. Генералната конференция утвърждава проектите за препоръки и други документи по метрология, подготвени от МКЗМ чрез техническите му секретариати.

През 1993 год. в МОЗМ са учредени 18 технически комитета (ТК), като ТК-15 е "Средства за измерване на йонизиращите лъчения".

С метрологични въпроси се занимават и съответните подкомитети на *Международната организация по стандартизация* (ИСО, International Standard Organization ISO), *Международната федерация по измерителна техника и приборостроене* (ИМЕКО), Международната Електротехническа Комисия (Commission Electrotechnique International CEI - фр., International Electrotechnical Commission IEC - англ.), Институт за електрично и електронно проектиране (Institute for Electrical and Electronics Engineers IEEE) и др.

С висок международен авторитет се ползват и националните метрологични организации на:

САЩ	Национален институт за стандарти и технология National Institute of Standards and Tehnology (по-рано Национално бюро за стандарти НБС National Bureau of Standards NBS);
Великобритания	Национална физична лаборатория НФЛ National Physics Laboratory NPL;
Франция	Лаборатория по метрология на йонизиращите лъчения Laboratoire de Metrologie des Rayonnements Ionizants - LMRI, Saclay;
Русия	Радиев институт "В. Г. Хлопкин" Радиевый институт им. В. Г. Хлопкина Всесъюзен научно-изследователски институт по метрология "Д. И. Менделеев" Всесоюзный научно-исследовательский институт метрологии им. Д. И. Менделеева (ВНИИМ);
Германия	Държавен физикотехнически отдел Physikalisch Technische Bundesanstalt – PTB

Единната метрологична служба на Република България се състои от *Държавна метрологична служба* и ведомствени метрологични служби. Държавната метрологична служба е съставена от *Държавна агенция по стандартизация и метрология* (ДАСМ, по рано *Комитет по стандартизация и метрология*), подразделение на която е *Главна дирекция "Националния център по метрология"* (ГДНЦМ) и районните метрологични центрове.

От 1991 г. се създават *Технически комитети по стандартизация*, чиято дейност е:

- ✓ да разработват и представят за утвърждаване българските държавни стандарти и изменения по тях;
- ✓ да отговарят за състоянието на стандартите в съответната област;
- ✓ да участват в международна, европейска и друга регионална дейност по стандартизация;
- ✓ да участват в решаването на задачи в областта на сертификацията, които имат пряка връзка със стандартизацията.

Учреден е *Технически комитет по стандартизация в областта на получаването, изследването и използването на ядрената енергия* (*ТК "Ядрена енергия"*).

Лабораторията по метрология на йонизиращите лъчения е разположена в гр. Ловеч. Тя разполага с три работни еталона за експозиция и мощност на експозицията на рентгеново и гама-лъчение в различни енергийни интервали и точност около 10^{-2} %, с които се извършва държавна проверка и атестация на използваните в страната дозиметри и интенсиметри. Освен това лабораторията извършва проверка и атестиране на активността на някои типове β- и γ-източници, разтвори на радионуклиди и др. Подготвят се стендове за атестиране на уреди за измерване на неутрони и на аерозоли във въздуха.

Без съмнение, необходимо условие за точното и ефективно измерване на ядрените лъчения е наличието на съвременна, надеждна, висококачествена апаратура. Не по-малко необходимо условие (въпреки че често не му се придава необходимата важност) е и наличието на съвременни, надеждни и висококачествени справочници с конкретни стойности на ядренофизичните характеристики на радионуклидите и източниците, изготвени от тях, както и на характеристиките на материалите, свързани с

взаимодействието на ядрените лъчения с тях. Специалистът по измерване на ядрените лъчения, дори у нас, сравнително лесно може да се снабди с огромен масив справочни данни, публикувани в научни статии, монографии, справочници, фирмени проспекти, нормативни документи.

За съжаление, обаче, понякога **в тях се срещат различни грешки**, свързани с неточно измерване или неточно определяне на достоверния интервал (последният в много случаи липсва); неправилна интерпретация, дължаща се често пъти на нееднозначна формулировка на термините и величините; и не на последно място по важност – и на печатни грешки.

Различните метрологични и стандартизиращи (международни или национални) организации провеждат задълбочени анализи и сравнения и публикуват справочни данни, които до голяма степен са изчистени от различни систематични и случайни неопределености. Тези данни обикновено се характеризират **като препоръчителни справочни данни** или като **стандартни справочни данни**. Поради това е много важно да се използват само такива оригинални справочници, въпреки че доставянето им в нашите условия е значително по-трудно. В краен случай всеки трябва прецизно да сравни използваните справочници и публикации с някои официални издания.

Редица страни и международни организации създават специални системи от стандартно-справочни данни. Популярна е системата **КОДАТА** на Международния комитет за числени данни за науката и техниката към Международния съвет на научните съюзи, която спомага за усъвършенстване на качеството, надеждността и достъпността на данните, необходими за науката и техниката, включително и за ядрената физика. КОДАТА издава редица документи със сведения за дейностите на различните страни, свързани с натрупването на проверени и оценени данни, общи и конкретни правила за публикуване на данни в първичната литература, препоръки за стойностите на фундаментални и други константи и т.н.

Добра инициатива на НЦМ е издаването и у нас на стандартно-справочни данни. За съжаление в областта на метрологията на йонизиращите лъчения е публикуван само един сборник [СП3]. В основата му са някои масово публикувани и достъпни у нас справочници и сравнително по-малко специализирани метрологични издания. Но тъй като той беше съставен и проверен от наши специалисти с дългогодишна практика в областта на

метрологията на ядрените лъчения, този сборник може да се счита за достатъчно надежден за практически нужди.

Сборникът съдържа данни за:

- ✓ свойства и основни характеристики на някои по-важни радионуклиди (ССД 1-83)
- ✓ масови коефициенти на отслабване и масови коефициенти на поглъщане на енергия при взаимодействието на моноенергийно фотонно лъчение в интервала 0,01 - 50 MeV с някои елементи и вещества (ССД 2-83);
- ✓ конверсионен фактор експозиция – погълнатата доза за фотони в условия на равновесие на заредените частици (ССД 3-83);
- ✓ слой на полуотслабване в алуминий, мед и олово за фотонно лъчение в енергийния интервал 0,01 - 2 MeV (ССД 4-83).

Нормативна основа на метрологията на ядрените лъчения

Публикациите на всички международни и национални организации, някои от които бяха споменати по-горе, независимо от тяхното високо научно ниво и прецизност в нашата страна (както и в повечето други страни) имат само препоръчителен характер. Тяхното използване, разбира се, трябва да се приветства, но само когато те **не противоречат** на официалните нормативни документи, приети у нас. Това се отнася и за настоящата книга.

Нормативна основа на метрологичното осигуряване в Република България са Законът за стандартизацията, Законът за мерките и измерителните уреди, стандартизационните документи от Държавната система за осигуряване единството на измерванията и други нормативно-технически документи.

В нашата страна се използват следните категории стандартизационни документи: Български държавен стандарт (БДС), Стандарти на Съвета за икономическа взаимопомощ (СТ на СИВ), отраслови нормали (ОН) и заводски нормали (ЗН). В последните години се превеждат и утвърждават за прилагане у нас и някои международни стандарти или стандарти на развити страни.

Стандартът е нормативно-технически документ, утвърден от компетентен орган, който установява комплекс от норми, правила и изисквания към обекта на стандартизацията.

БДС се утвърждават от Главното управление по стандартизация (ГУС).

СТ на СИВ са нормативно-технически документи на СИВ (вече несъществуващия Съвет за Икономическа Взаимопомощ), разработени и приети по установен ред в рамките на сътрудничеството между страните-членки на СИВ.

Стандартите се отнасят за масова или серийна продукция с важно за страната значение, за общотехнически норми, термини, означения, измерителни единици, методики за измерване и др. Част от тях са задължителни за всички измервания на йонизиращите лъчения.

Отрасловите нормали и **заводските нормали** се утвърждават по съответен ред. Те не трябва да противоречат на БДС и са задължителни за целия съответен отрасъл или съответното предприятие.

Държавната система за осигуряване на единството на измерванията (**ДСИ**) е комплекс от регламентирани със стандарти взаимосвързани правила, положения, изисквания и норми, които определят организацията и методиката на провеждане на дейностите за оценка и осигуряване на точността на измерванията, резултатите от които се използват във всички отрасли на народното стопанство. Номерата на стандартите от ДСИ започват с цифрата 8, след която следват точка, три цифри, тире и последните две цифри на годината на утвърждаване на стандарта (например БДС 8.344-82 "ДСИ. Стандартно-справочни данни. Атестиране на данните за физичните константи и свойствата на веществата и материалите."). В ДСИ влизат и по-стари стандарти, чиято номерация не отговаря на тези изисквания.

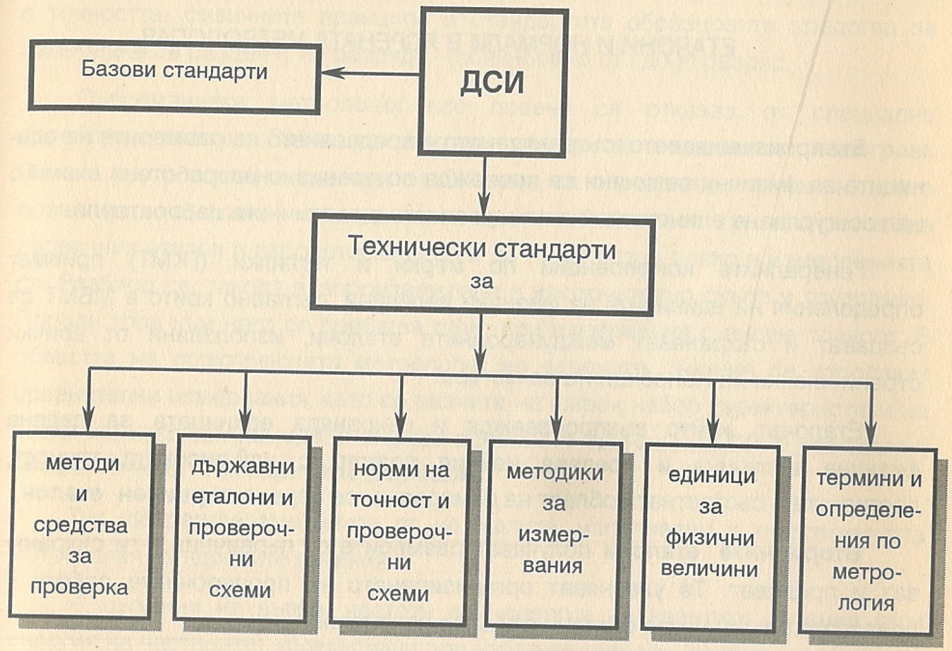
Нормативните документи, влизащи в ДСИ, според обекта на стандартизирането, могат да се разделят условно на два вида:

✓ **базови стандарти**, които не съдържат технически предписания, но регулират обществените взаимоотношения, свързани с организацията и управлението на метрологичните служби, регламентират реда за метрологичното осигуряване и метрологичния надзор и др. Типичен пример за такъв стандарт е БДС 8.002-76 "ДСИ. Проверка на средствата за измерване

и държавен надзор за метрологичното осигуряване на народното стопанство. Организация и ред за провеждане.";

✓ **технически стандарти**, чрез които се утвърждават научните постижения и изводите в областта на метрологията.

На фиг. 1.1 са показани основните видове технически стандарти.



Фиг. 1.1. *Класификация на техническите стандарти*

За специалист, чиято работа по измерване на ядрените лъчения има връзка с дейности, регламентирани от закон или БДС, е задължително да познава много добре нормативната уредба. Такива дейности имат изключително широк обхват – от фундаментални научно-изследователски проблеми за откриването на нови зависимости през разработването на нови методики за измерване на известни явления до рутинните лабораторни измервания, например радиационен контрол на околната среда. Но и за тези, които смятат, че техните измервания имат само "чисто научен" характер, е полезно

да се запознаят с основните нормативни документи в областта на метрологията у нас. Въпреки чиновническо-бюрократичния им стил, те са едно обобщение на световния опит и дават редица идеи как да се планира едно измерване и от къде да се очаква появяването на грешки.

ЕТАЛОНИ И НОРМАЛИ В ЯДРЕНАТА МЕТРОЛОГИЯ

Възпроизвеждането, съхраняването и предаването на размерите на единиците за физични величини се провежда по прецизно разработени схеми с цел осигуряване единството на измерванията в различните лаборатории.

Генералните конференции по мерки и теглилки (ГКМТ) приемат определения на единиците за физични величини, съгласно които в МБМТ се създават и съхраняват международните еталони, използвани от всички страни-членки на Конвенцията за метъра.

Еталонът, който възпроизвежда и съхранява единицата за дадена физична величина и предава нейния размер с най-високата точност, достигната в съответната област на измерване, се нарича **първичен еталон**.

Вторичните еталони получават размерите от първичния и ги съхраняват и предават. Те улесняват организирането на проверочните работи и предпазват първичните еталони от бързо износване.

Вторичните еталони биват:

✓ **еталон-копие**, чрез който се съхранява единицата и се предава нейният размер на работните еталони; той може да не е физично копие на първичния еталон;

✓ **еталон-свидетел**, който служи само за проверка на състоянието на първичния еталон и за замяната му в случай на повреда; той никога не се използва за проверка на други средства за измерване, дори и за проверка на еталони;

✓ **еталон за сравняване**, който се използва за сравняване на първичните еталони, ако те по някаква причина не могат да бъдат сравнени непосредствено помежду си (най-често ако са непреносими);

✓ **работен еталон**, чрез който се сравнява единицата и се предава нейния размер на образцовите средства за измерване с най-висока точност, а при необходимост – и на най-точните работни средства за измерване.

Образцовите средства за измерване са мерки, уреди или измерителни преобразуватели за предаване на единиците за физични величини от еталоните към работните средства за измерване. В съответствие с точността, физичните принципи и стандартите образцовите средства за измерване се разделят на разряди – обикновено от I до III разряд.

Съвременната метрология все повече се отказва от специално изработени еталони. Засега такъв еталон остана само **архивният килограм**. Всички други основни единици от СИ вече са определени по начин, който позволява на всеки изследовател при необходимост да възпроизведе първичния еталон в лабораторията си и да го използва пряко в измерванията си. Разбира се, такова възпроизвеждане е изключително скъпо и трудоемко. Поради това към него се прибягва само при измервания с висша точност. В областта на практическата метрология на ядрените лъчения се използват сравнителни измервания, като се разчита на широк набор характеристики на различни нуклиди, измерени спрямо основните единици на СИ с достатъчно висока точност. Тях наричаме **нормали**.

Тук ще разгледаме някои от нормалите, използвани в практическата метрология на ядрените лъчения:

✓ дължини на вълни, честоти или енергии на квантите лъчение (или енергия на частиците), възникващи при избрани преходи (ядрени, рентгенови, оптични и т.н.) като се спазват специално съгласувани условия;

✓ относителни интензивности на спектралните линии или на излъчваните частици, изпускани в определени условия от специално изработени източници на лъчение или избрани радиоактивни вещества.

Нормали за енергия на електромагнитните лъчения

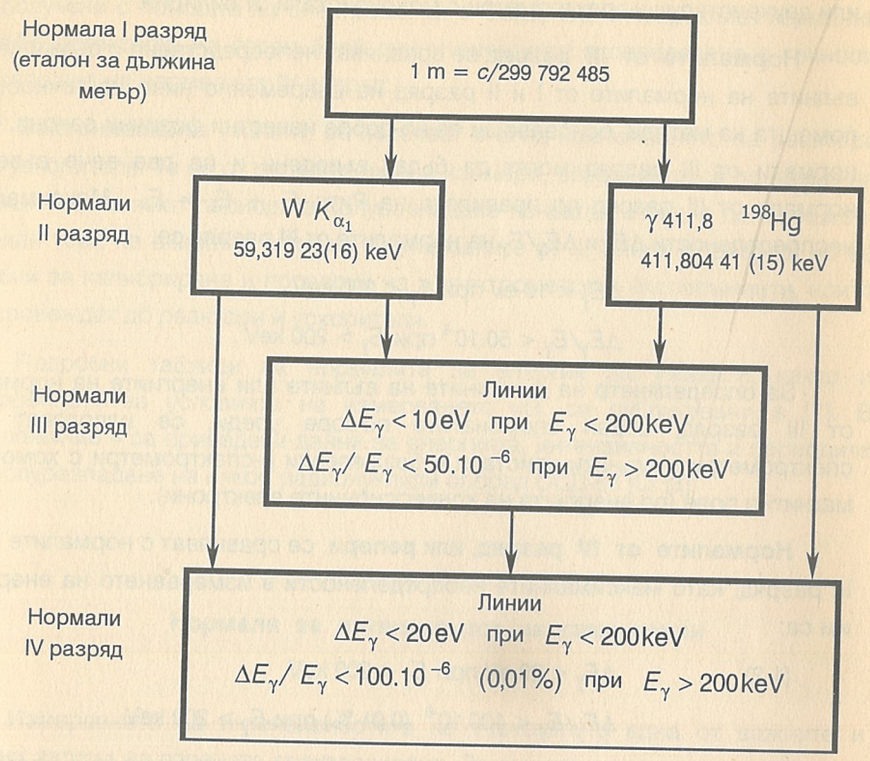
Гама-лъчението, рентгеновото, ултравиолетовото, видимото, инфрачервеното, радиовълновото лъчения са електромагнитни лъчения, които формално се различават само по честотите си (или, което е еквивалентно, по дължините на вълните или по енергиите на квантите). Но те се различават много силно по взаимодействието си с веществата и оттам – по методите за наблюдаването и измерването им. Във всяка от тези области са разработени специфични методи за точно определяне на честотите или дължините на вълните и затова всяка област има свои нормали. Те позволяват сравняването на измерваните величини с тях да бъде достатъчно лесно и точно.

От друга страна, обаче, нормалите в различните области трябва да бъдат съгласувани помежду си, за да се осигури единството на измерванията.

Тук ще "заобиколим" метрологичните проблеми, свързани с избора на физична характеристика на лъчението (дължината на вълната, честотата или енергията на кванта) за **главна нормала** (първичен еталон) и с преминаването от една характеристика в друга, по-удобна в съответната област на физиката. Засега теоретично тези характеристики са еднозначно свързани помежду си чрез съответните фундаментални константи. Но съществуват някои принципни проблеми в изграждането на системите за измерване и практически проблеми, свързани с точността на фундаменталните константи.

На фиг. 1.2 е показана йерархията на нормалите в областта на ядрената спектроскопия. Приведените числени стойности са към 1980 год. В скоби е посочена средноквадратичната неопределеност на последните значещи цифри.

Нормалата I разряд (първичният еталон) е определението на **метъра** – "Метър е дължината на пътя, изминат от светлината във вакуум за интервал време 1/299 792 458 от секундата", прието през 1983 год. от XVII ГКМТ. Преди това беше в сила определението: "Метърът е дължина, равна на 1 650 763,73 дължини на вълната във вакуум на лъчението, съответстващо на прехода между нивата $2p_{10}$ и $5d_5$ на атома на криптон-86", прието на XI ГКМТ.



Фиг. 1.2. *Връзка между нормалите за енергия на гама-лъчението*

Към **нормалите от II разряд**, които се сравняват непосредствено с еталона за дължина, се поставят изключително строги условия за удобство при сравняването както с първичния еталон, така и с "низшите" нормали и другите спектрални линии: да бъдат лесно и добре възпроизводими; прякото сравняване на нормалите от II разряд помежду им да не е в противоречие с резултатите от прякото им сравняване с първичния еталон и т.н.

На тези условия засега отговарят само две линии:

- ✓ рентгеновата линия на волфрама $W_{K\alpha_1}$ = 59,319 23 (16) keV;
- ✓ γ-линията на ^{198}Hg с енергия 411,804 41 (15) keV.

Тези стойности са получени с помощта на рентгенови интерферометри или двукристални γ-спектрометри с монокристали от силиций.

Нормалите от III разряд се сравняват непосредствено с дължините на вълните на нормалите от I и II разряд на съвременно ниво на точност при помощта на методи, основаващи се на добре известни физични закони. Нови нормали от III разряд могат да бъдат въведени и по две вече въведени нормали от III разряд по правилото на Ритц $E_1 + E_2 = E_3$. Максималните неопределености ΔE_γ и $\Delta E_\gamma / E_\gamma$ на нормалите от III разряд са:

(1.1) $\Delta E_\gamma < 10$ eV при $E_\gamma < 200$ keV

$\Delta E_\gamma / E_\gamma < 50.10^{-6}$ при $E_\gamma > 200$ keV .

За определянето на дължините на вълните или енергиите на нормалите от III разряд, освен споменатите по-горе уреди, се използват и γ-спектрометри с огънати кристали и безжелезни β-спектрометри с хомогенно магнитно поле (по енергията на конверсионните електрони).

Нормалите от IV разряд, или **репери**, се сравняват с нормалите от II и III разряд, като максималните неопределености в измерването на енергиите им са:

(1.2) $\Delta E_\gamma < 20$ eV при $E_\gamma < 200$ keV

$\Delta E_\gamma / E_\gamma < 100.10^{-6}$ (0,01 %) при $E_\gamma > 200$ keV .

За въвеждането им се допуска не само пряко сравняване с нормалите от II и III разряд, но и използването на измерителни прибори, които се градуират с нормали от II и III разряд (полупроводникови γ-спектрометри, магнитни β-спектрометри с нехомогенно поле и др.).

Особена група са нормалите за γ-линии, възникващи при ядрени реакции, поради някои особености при регистрирането им. Гама-квантите, възникващи при ядрени реакции, се разделят на *мигновени* и *закъсняващи*.

Мигновените γ-кванти изчезват при изключването на реактора или ускорителя. Повечето от тях се пораждат пикосекунди след акта на реакцията и почти цялото лъчение изчезва след 10 ns. Обикновено те са с енергии между 2 и 10 MeV. Измерването им се затруднява от необходимостта да се работи непосредствено до работещ реактор или ускорител при наличието на силен фон, въпреки масивната защита на детектора. Препаратите се получават със сравнително неголяма активност, която рядко е достатъчна за

използването на кристал-дифракционни спектрометри. Повечето резултати са получени с помощта на спектрометри с Ge(Li) или от свръхчист германий (GeHP) детектори. На голям брой линии енергията е определена с точност, отговаряща на нормали от IV разряд.

Закъсняващите γ-кванти се излъчват и след изключването на реактора или ускорителя. Те са от радионуклиди и изомери, образували се по време на реакцията, но имат период на полуразпадане по-малък от едно денонощие и поради това не влизат в списъка на нормалите от II, III или IV разряд, но са удобни за калибриране и проверка на γ-спектрометри в експерименти, които се провеждат до реактори и ускорители.

Подробни таблици на нормалите за енергия на γ-кванти, както и подробности за условията на измерването им, са публикувани в [7]. В Приложение 4 са приведени данни за енергията, интензивността и периодите на полуразпадане на някои радионуклиди според ССД-83 [СП3].

Нормали за интензивност на гама-линии

Измерването на интензивностите на γ-линиите е една от важните и трудни задачи на ядрената спектроскопия. За съжаление, както постигнатите точности, така и класификацията на нормалите за интензивност са много по-слабо разработени в сравнение с нормалите за енергия на γ-квантите.

Използват се:

✓ относителни стойности на **интензивността**, като за единица (или 100 %) се приема интензивността на някоя добре изучена линия, например γ-линията 411,8 ^{198}Hg или (второ значение!) интензивността на най-силната (по-рядко на някоя друга) линия в конкретния радионуклид, на който принадлежи измерваната линия;

✓ абсолютни стойности на **интензивността** – брой излъчени гама-кванти на разпадане.

Експерименталната градуировка на γ-спектрометър по интензивност може да се извърши по три метода:

1. **Използване на относителните интензивности** на различни γ-линии **на един и същ радионуклид**, измерени по-рано по други методи. Това е най-разпространеният метод, тъй като за прилагането му е достатъчно да се разполага със стандартна апаратура (например полупроводников детектор и многоканален анализатор) и подходящ справочник със стандартно-справочни данни с относителни интензивности. Методът позволява да се постигне точност до 5 %. Главният му недостатък е, че се използват сведения, получени от други автори на апаратури, които по правило са от същия тип. Към чуждите грешки авторът добавя своите и ако предварително е съгласен с по-малка точност от тази на предшествениците си, методът е полезен. Но той е непригоден, ако се търси по-висока точност, независимо от провеждането на всякакви усредняванията и обработване на литературните данни.

Съвременното състояние на много лаборатории, които разполагат с принципно еднаква апаратура, създава потенциална опасност от "взаимно съгласувани" неопределености. Анализът на голям брой публикувани стойности показва, че техническото ниво на повечето лаборатории позволява да получават относителните интензивности на сравнително интензивни (над 10 %) единични линии със средна неопределеност 2,4 %; за линии с интензивност (1 ÷10) % - 3,7 %. При сложни γ-спектри и необходимост от разлагане на близки линии неопределеността силно нараства.

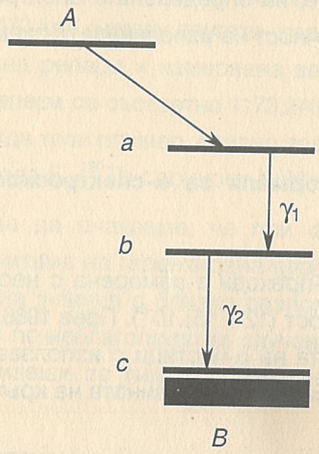
2. **Използване на γ-линии на различни радионуклиди** чрез предварително калибрирани препарати. Калибровката на препаратите (броят на γ-квантите с определена енергия, изпускани за 1 s) се извършва със специални експерименти (микрокалориметри, 4π-броячи, 4π β-γ или γ-γ съвпадения).

Въпреки че някои специализирани лаборатории издават сертификати за интензивността на препарати с неопределеност (0,5 ÷ 2,5) %, счита се, че реално достижимата засега неопределеност е около горната граница на този интервал. При това трябва да се отчита разликата в доверителната вероятност на приведената относителна неопределеност.

3. **Използване на реперни отношения** – относителните интензивности на различни γ-линии в един и същ радионуклид, когато те следват от схемата на разпадане. В някои случаи отношението на интензивностите на две γ-линии може да бъде изчислено с голяма точност въз основа на схемата на разпадане, без преки измервания на интензивностите. Понякога от

схемата на разпадане може да се получи съотношението между интензивностите на няколко γ-линии.

За пример да разгледаме най-простия случай, когато нуклидът **A** чрез β-превръщане достига до възбуденото ниво ***c*** на нуклида **B** (фиг. 1.3). Двете γ-линии γ_1 и γ_2 се излъчват последователно и няма допълнително заселване на междинното ниво ***b*** нито чрез β-превръщане, нито чрез γ-кванти или вътрешна конверсия.



Фиг. 1.3. *Схема на нуклид с 2 възбудени и основно състояние*

Балансът на интензивностите за нивото ***b*** в този случай е

(1.3) $$\gamma_1.t_1 = \gamma_2.t_2,$$

където γ_1 е интензивността на лъчението, $t_i = 1 + \alpha_i$, α_i – пълният коефициент на конверсия; $\gamma_i t_i$ – пълната интензивност на прехода *i*.

При поставените по-горе строги условия уравнение (1.3) е точно. От него получаваме реперното отношение

(1.4) $$R = \gamma_2/\gamma_1 = (1 + \alpha_1)/(1 + \alpha_2)$$

Коефициентите на конверсия могат да бъдат изчислени с точност (0,5 ÷ 3) % и в някои преходи са достатъчно малки, така че реперните отношения могат да бъдат изчислени в най-добрите случаи с точност няколко

единици 10^{-7}, в много случаи – 10^{-5}, докато при измерване на интензивностите относителната неопределеност е над 10^{-2}.

Реперните отношения са силен инструмент за контролиране на точните измервания на относителните интензивности на γ-линиите. Ако реперните и експерименталните отношения си противоречат, необходимо е да бъде изяснена причината за несъответствието, която може да бъде както експериментална неопределеност на измерването на γ-спектъра, на метода за обработване на резултатите, на определената спектрална чувствителност на спектрометъра, така и неточност на използваната схема на разпадане.

Нормали за α-спектроскопия

Енергията на някои α-преходи е измерена с неопределеност 70 ÷ 90 eV (относителна неопределеност (12 ÷ 15).10^{-6}). През 1966 – 1972 г. МБМТ провежда измервания на енергията на α-частици с използването на голям електромагнит с хомогенно поле (радиус на кривината на кръговите траектории около 65 cm).

Сводна таблица на енергиите на α-частици, измерени с точност по-добра от 1 keV в диапазона от 3,183 MeV (^{148}Gd) до 8,784 MeV (^{212}Po), заедно с оценка на точността им, е приведена в [7] и в Приложение 3.

ТИПИЧНИ СТОЙНОСТИ НА НЕОПРЕДЕЛЕНОСТИТЕ В ПРАКТИЧЕСКАТА МЕТРОЛОГИЯ НА ЯДРЕНИТЕ ЛЪЧЕНИЯ

В съвременната практическа метрология на ядрените лъчения измерването на енергията на γ-лъчението се извършва предимно само с полупроводникови γ-спектрометри, използващи детектори от свръхчист германий. Типичните измервани полуширини (пълната ширина на половин височина FWHM) в интервала енергии от 500 до 3000 keV са 1,5 ÷ 2,5 keV. Сравнително лесно мястото на единична линия може да се определи с точност до 0,1 от

полуширината на линията. Това означава, че абсолютната стойност на енергията може да се определи с неопределеност около 200 eV, но само при условие, че коректно се използват надеждни нормали за калибриране на гама-спектрометъра.

В това отношение особено поучителен е примерът с публикуването на стойност на енергията на γ-линията в ^{160}Tb $E_\gamma(^{160}Tb)$ = 1271,850 (4) keV, което трябва да означава абсолютна неопределеност ΔE_γ= 4 eV. Авторът е уточнил, че стойността е получена с интерполиране между реперните линии на ^{60}Co с енергии 1173,210 и 1332,470 keV (между другото, рядко срещана, изключително подходяща комбинация на репери и измервана величина). Обаче съвременните значения на тези репери са съответно 1173,240 (6) и 1332,504 (4) keV. Б. С. Джелепов, който привежда този пример, ехидно завършва: "Очевидно още не е дошло времето да се дава E_γ ^{160}Tb с точност 4 eV".

Поради това трябва да очакваме, че при стандартно измерване на γ-спектър можем да разчитаме на гарантирана неопределеност около ±(200 ÷ 500) eV за силна единична γ-линия с близко разположени от двете й страни репери, и ± (1 ÷ 2) keV в по-неблагоприятни случаи – две или повече близко разположени и припокриващи се линии, слаби линии, далече разположени репери.

В практическите задачи измерването на енергията на γ-квантите има значение главно за идентифициране на радионуклидите в образеца. Поради това приведените по-горе неопределености са достатъчни за решаването на тази задача, която ще разгледаме по-подробно по-нататък.

При използването на сцинтилационна γ-спектрометрия, обаче, тези неопределености са няколко десетки пъти по-големи и поради това задачата за идентифициране на радионуклиди силно се затруднява и може да бъде решена само в отделни прости случаи при привличането на допълнителна информация.

При измерването на интензивностите на γ-линиите трябва да се отчита, че повечето от тях са измерени с точност около 5 % и в изключително благоприятни случаи – до 2 %. Математичните модели, които се използват за определяне на площта на фотопика, поради сложната му форма в резултат на различните процеси на взаимодействие на γ-лъчението и различните компоненти в него, рядко гарантират точност, по-добра от 1 % (без да се включват съставящите на неопределеността от статистическия характер на радиоактивните

превръщания). Дори провежданите от МБМТ международни сравнения в най-реномираните лаборатории с такива прости по схема на превръщане и добре изучени нуклиди като ^{137}Cs показват съвпадание на измерените стойности на активността с неопределеност 2 %. Всичко това налага да се избират схеми на измерване с възможно по-пряко сравняване с най-точните достъпни нормали.

По препоръки на Консултативния комитет за еталони за измерване на йонизиращите лъчения към МКМТ в проектите на АЕЦ се предполага, че измерването на неутрони, рентгенови и γ-кванти и активност се извършва с неопределеност, средно по-малка от 1 %. Обикновено като максимално допустима неопределеност при измерването на погълнатата доза в тумор при радиотерапия се приема около 5 %, която се състои от неопределеност под 3 % за физичните измервания и (1 ÷ 2) % неопределеност на националните еталони.

Малко по-голяма неопределеност може да се допусне при измерване на ниски активности, при защитата на работещите в сфера на йонизиращи лъчения и цялото население, както и при опазването на околната среда. Към тези случаи спадат проблемите с наблюдаването на болничния персонал, прилагащ йонизиращите лъчения за диагностични и терапевтични цели, измерване на радиоактивните изхвърляния от ядрените централи, измерванията на лъченията в уранови и други мини, атмосферата, реките, океаните и почвата. Точните измервания на радиоактивността имат икономическо значение в области като производство и преработване на ядрено гориво и фармацевтичната промишленост.

Техническият прогрес в областта на йонизиращите лъчения води до все по-широкото им прилагане – от компютърната томография, която се разглежда като най-голям прогрес в медицината след откриването на рентгеновите лъчи, до световните грижи за защита от ядрените материали. Това поражда многобройни проблеми за измерване на материали, съдържащи плутоний или обогатен уран, или просто безотговорно захвърлени апарати, съдържащи или зацапани с радиоактивни източници или изоставени недезактивирани лаборатории.

За ориентиране ще бъдат приведени характеристиките на образцовите източници, произвеждани в Русия:

- образцови спектрометрични α-източници от ^{238}Pu, ^{239}Pu, ^{226}Ra и ^{233}U. Грешката при измерването на енергията на α-частиците е 5 ÷ 8 keV при доверителна вероятност $P = 0,95$; на активността – 5 % ($P = 0,99$) и собствена полуширина на линиите 2 ÷ 7 keV;

- образцови γ-източници – за градуиране на γ-спектрометрични и радиометрични прибори. Грешката в атестираната активност е под 3 % при $P = 0,99$;

- образцови дозиметрични γ-източници от ^{60}Co и ^{137}Cs, при които се атестира мощността на експозиционната доза (неправилно използван термин, точният термин е *експозиция*) на разстояние 1 m от повърхността на източника;

- образцови неутронни източници от Pu-Be с атестиран поток неутрони в ъгъл 4π стерадиана с точност до 4 % за I клас и до 7 % за II клас;

- образцови източници на рентгеново лъчение с точност до 8% ($P = 0,95$) на потока рентгенови кванти в ъгъл 0,4π стерадиана (sr) при енергии 1 ÷ 10 keV; в интервала 5,4 ÷ 136,5 keV – (3 ÷ 4) % при доверителна вероятност $P =$ 0,99 в ъгъл 2π и 0,2π sr;

- образцови спектрометрични източници на конверсионни електрони. Енергията на конверсионните електрони се атестира с точност 0,2 keV ($P = 0,95$), а броят на излъчените конверсионни електрони – с грешка под 6 % ($P = 0,95$).

2. ОСНОВНИ ПРИНЦИПИ НА МЕТРОЛОГИЯТА НА ЯДРЕНИТЕ ЛЪЧЕНИЯ

МЕТОДИ ЗА ИЗМЕРВАНЕ НА ЯДРЕНИТЕ ЛЪЧЕНИЯ

Всеки ядрено-физичен експеримент, проведен до сега в която и да е лаборатория по света, протича по една и съща принципна схема – пуска се сноп йонизиращо лъчение върху някаква мишена и се наблюдават излетелите от нея лъчения. Талантът на експериментатора да подбере лъчението, мишената и метода за измерване определя крайния успех.

Огромното разнообразие от падащи и разсеяни частици е довело до неизброимо разнообразие на използваните детектори, електронна апаратура, методи за регистриране, методи за обработване и анализ на получената информация. Не е трудно, обаче, да се забележи, че това привидно безкрайно разнообразие от методи и средства за измерване на ядрените лъчения в действителност е повече или по-малко сложна комбинация от няколко прости принципи на измерване. Всеки от тези принципи (между другото – използван и при измерването на много други величини) има свои характерни особености и възможности, които в крайна сметка определят възможностите на целия измерителен комплекс.

В настоящата част ще разгледаме класификацията на видовете измервания и методите им, водейки се от БДС, но като илюстрации ще използваме примери и от метрологията на ядрените лъчения.

Класификация на измерванията

Всяко измерване е съвкупност от действия, които се извършват, за да се сравни числено измерваната величина с друга величина от същия вид, приета за единица, като се използват специални технически средства. Съществуват различни класификации на видовете измервания и на методите за измерване. В тях, обаче, се срещат различни формулировки, които често водят до многозначност на използваните термини.

Според това, дали измерваната величина остава постоянна в процеса на измерването, измерванията се разделят на **статични** – когато измерваната величина остава постоянна в процеса на измерването и **динамични** – когато тя се променя. При измерването на активността на един източник знаем, че нейната стойност е случайна величина, която флуктуира около някаква средна стойност. В този случай се приема, че измерването е статично, ако средната стойност остава постоянна – например, периодът на полуразпадане на измервания нуклид в източника е много по-голям от времето на измерване.

В зависимост от начина на получаване на числената стойност на измерваната величина, измерванията биват **преки**, **косвени**, **съвкупни** и **съвместни**.

При **преките измервания** числената стойност на величината се получава направо от показанията на средството за измерване, например измерване на дължината с щрихова линия или с краищна мярка. На практика при ядрено-физичните измервания величините винаги трябва да бъдат преобразувани в други, които могат да бъдат пряко измерени. Това създава някои терминологични проблеми.

При **косвените измервания** числената стойност на измерваната величина се получава чрез преки измервания на други величини, свързани с измерваната чрез позната зависимост, например специфичната активност на една проба се получава от преките измервания на активността и масата на пробата.

Съвкупни са измерванията на определен брой еднородни величини, извършвани едно след друго. Числените стойности на величините се определят при решаването на система уравнения, получени при преките измервания на различни комбинации от тези величини. Например, когато е необходимо да бъде измерена радиоактивността на няколко слаби препарата, се получава намаляване на статистическата неопределеност при определено общо време на измерване, когато се измерва не всеки препарат поотделно, а подходящи комбинации от тях.

Съвместни са измерванията на определен брой разнородни величини, извършвани едновременно, за да бъде намерена зависимостта между тях,

например измерване на активността и времето, за да се получи периодът на полуразпадане.

Според броя на наблюденията, извършени за определяне на числената стойност на измерваната величина, измерванията биват **еднократни** и **многократни**.

Еднократните измервания дават числената стойност с едно единствено наблюдение. За точността на еднократното измерване се съди по метрологичните характеристики на използваните средства за измерване, от точността на метода на измерване и от условията на измерването.

Многократните измервания изискват няколко наблюдения, а резултатът от измерването и някои съставящи на неопределеността му (някои от неопределеностите тип *A*) се определят чрез подходяща математична обработка на резултатите от отделните наблюдения. Например неколкократно измерване на активността дава определен набор стойности. За най-вероятна стойност на активността се приема средноаритметичната (евентуално с отчитане на теглови коефициенти), а дисперсията – като мярка за статистическата грешка. Ако между измерванията отместваме и поставяме пробата, дисперсията ще включи и неопределеностите от (не)възпроизводимостта на геометрията на измерванията. Но голям брой други източници на неопределености ще останат неотстранени и неотчетени.

Особени различия има в определенията и използването на термините **абсолютни** и **относителни** (или **сравнителни**) измервания.

Според най-строгите критерии **абсолютни** са измерванията, при които измерваната величина се сравнява непосредствено с международните (първичните) еталони, например измерването на енергията на γ-кванти с помощта на Брегговско разсейване от монокристал – необходими са само стойностите на константата на кристалната решетка и ъгълът на разсейване, които се измерват с най-високата достъпна точност чрез пряко сравняване с основните единици от СИ. По-малко строгите определения приемат за абсолютни и измервания, които поне по принцип могат да се извършат по горния начин, но са извършени с по-малка точност. Още по-широкото тълкуване приема за абсолютно измерване такова, при което крайният резултат е изразен в единици от СИ, например измерване на енергията на γ-кванти в keV с

помощта на полупроводников или сцинтилационен γ-спектрометър, калибриран по известни γ-линии. Според други определения това вече е типично **относително** измерване.

Подобна многозначност имат и понятията **интегрално** и **диференциално** измерване на ядрените лъчения. **Интегрални** се наричат измервания, при които се регистрира сумарният ефект от по-късо или по-продължително въздействие на лъчението върху детектора, например натрупването на електрически заряд върху електродите на йонизационна камера, отделянето на топлина в калориметър, потъмняването на стъкло и др. **Диференциални** са измерванията, при които се регистрират отделни частици, например електрически импулси в йонизационни камери, броячи, следи на частици във фотоемулсии и др.

Но често броенето на отделни частици (което съгласно горното определение е диференциално измерване) се определя като **интегрално броене**, когато се отчитат всички регистрирани импулси, и като **диференциално** когато импулсите предварително се подбират (селекционират) по амплитуда (*амплитуден* или *диференциален* спектър).

Това налага при използването на чужди публикации специалистът да анализира внимателно какво разбира авторът под някой използван термин, а самият той, когато подготвя публикация, пределно ясно да изразява смисъла на използваните термини и означения и никога да не разчита, че читателят "по подразбиране" ще влага същия смисъл смисъл и в най-обикновени термини.

Класификация на методите за измерване

Методът на измерване е съвкупност от начини, чрез които по време на измерителния процес се прилагат принципите за измерване и се използват средствата за измерване, за да се определи числената стойност на физична величина с необходимата точност.

Съществуват различни методи на измерване, които се различават както по принципа, на който се основават, така и по използваните средства. Методът на измерване се избира в зависимост от вида и големината на измерваната величина, от необходимата точност, от условията на измерването, както и от апаратурата, с която разполагаме и традициите на лабораторията.

Правилният подбор на метода е особено важно условие за успешното и ефективно извършване на едно измерване. Широко разпространено заблуждение е, че грешката при измерване на ядрени лъчения се дължи предимно на статистическия характер на радиоактивното разпадане и че тя може да бъде направена достатъчно малка при достатъчно дълго време на измерване. То се засилва и от погрешната представа, че с помощта на достатъчно мощна изчислителна машина при обработването на резултатите могат да се компенсират известни пропуски при планирането и провеждането на експеримента. В действителност, всяко обработване на резултатите може да се извърши само с по-голяма или по-малка загуба на информация, но в никой случай не може да се възстанови това, което е пропуснато при измерването. Статистическата неопределеност наистина е важна съставяща на общата неопределеност на измерването, но в много случаи тя може да бъде да бъде направена сравнима и дори много по-малка от многото останали съставящи на общата неопределеност, произтичащи както от специфични особености на взаимодействието на лъчението с детектора (ефективност на регистриране, поглъщане и разсейване на лъчението, мъртво време и т.н.), така и от "класически" неопределености при определянето на разстоянието между детектора и източника на лъчение, геометричните размери и масата на последния и т.н. По-нататък ще разгледаме някои примери на правилно планирани измервания, които позволяват точността да бъде с порядъци по-добра, отколкото би се получила при традиционното им провеждане.

Измерването може да се проведе по **метода на непосредствената оценка** или по **метода на сравняване**.

Методът на непосредствената оценка е най-прост, най-лесен и най-често използван. Резултатът от измерването се отчита направо от показанията на измерителния уред, предварително градуиран в съответната единица, или по таблици, ако градуировката е в относителни единици. Този метод се използва в повечето дозиметри, интензиметри, прибори за измерване на дебелини и т.н. Точността на метода зависи от:

- ✓ неопределеността на измерителния уред;
- ✓ степента, с която условията при измерването възпроизвеждат условията при градуирането на прибора;
- ✓ статистическата неопределеност.

Точността на измерването при необходимост може да бъде подобрена чрез на подходящи поправки (корекции), целящи уеднаквяване на условията на измерването с тези на градуирането. Обикновено те се оценяват с помощта на допълнителни измервания, например поправки за мъртвото време, за сумарни импулси, за зависимостта на ефективността на прибора от енергията на регистрираните частици, температура, атмосферно налягане и др.

Методът на сравняване се основава на сравняването на стойността на измерваната величина с позната стойност на същата величина или с позната стойност на друга величина, която е функция на измерваната. Той обикновено изисква по-сложна апаратура, по-трудоемък е, но позволява получаването по-висока точност.

Известни са различни варианти на метода на сравняване:

- ✓ метод на пряко сравняване с мярка;
- ✓ метод на измерване чрез заместване;
- ✓ метод на измерване чрез разместване;
- ✓ диференциален метод на измерване;
- ✓ нулев метод на измерване;
- ✓ метод на съвпадане;
- ✓ метод на допълване и др.

При метода на **измерване чрез пряко сравняване с мярка** цялата стойност на измерваната величина се сравнява с позната стойност на същата величина, възпроизведена от материална мярка, която участва пряко в измерването. Пример за прилагане на този метод е сравняването със сцинтилационен или полупроводников детектор на енергиите на γ-линии от неизвестен радионуклид с тези на известен, енергиите на чиито линии са измерени с висока (достатъчна) точност. Предимство на метода е, че се избягва необходимостта от измерване на различни константи на измерващото устройство (например коефициентът на усилване, характеристиката на АЦП) и от въвеждането на съответните поправки, които много или малко влошават точността.

Методът за **измерване чрез заместване** е пряко сравняване с мярка, при което стойността на измерваната величина се замества с позната стойност на същата величина, възпроизведена от материална мярка и подбрана така, че показанията, предизвиквани от двете величини, да бъдат еднакви. Методът се използва широко в практиката на точните измервания.

Този метод е подходящ, например, за измерването на активността на проби, ако разполагаме с подходящ набор образци за сравняване, чиято активност е известна с нужната точност. Това позволява да се избегнат някои поправки: за мъртво време, за сумарни импулси, за геометрията на опитната постановка.

Заместването може да бъде *пълно* или *непълно*. При **пълното заместване** показанията на уреда за сравняване не се променят и стойността на измерваната величина се приема равна на стойността на мярката. При метода на **непълното заместване** показанията на уреда за сравняване се променят. Стойността на измерваната величина се определя, като към стойността на мярката се прибави и стойността, съответстваща на изменението на показанията на уреда.

При метода на **измерване чрез разместване** измерваната величина C се уравновесява посредством устройство за равновесие с величина от същия вид с известна стойност A. След това местата на измерваната и познатата величина се разменят, при което равновесието се нарушава. То се възстановява със стойността B на известната величина. Стойността на C на измерваната величина се определя по съответна формула. Например при използването на везни (първоначално методът е разработен за точно претегляне, за да се компенсира малко неравенство в дължините на рамената на везната – така нареченият метод на Гаус или метод на двойното тегление) тази стойност е средно-геометрично на A и B:

$$C = \sqrt{A.B}\,. \qquad (2.1)$$

Диференциалният метод на измерване се състои в сравняване на измерваната величина с величина от същия вид, чиято стойност е известна и се различава малко от стойността на измерваната величина, и измерване на разликата между стойностите на тези две величини. Нека A_x е търсената стойност на измерваната величина, A – известната стойност на величината за сравняване и разликата

$$a = A_x - A$$

е измерена с абсолютна неопределеност ε. Тогава търсената стойност ще бъде

$$A_x = (A + a) \pm \varepsilon$$

с относителна неопределеност $\varepsilon / (A + a)$. Тази неопределеност може да стане много малка, когато едновременно:

- ✓ $A >> a$, т.е. при близки стойности на измерваната величина A_x и величината за сравняване A, и
- ✓ величината за сравняване A е известна с много висока точност.

Диференциалният метод намира много широко приложение в ядрената физични измервания. Типичен пример е измерването на енергията на γ-квантите при резонансното им поглъщане – ефектът на Мьосбауер. Използва се един стандартен източник, например от $^{119m}SnO_2$, който излъчва безоткатни γ-кванти с енергия E_0 около 23,8 keV. Ние не знаем тази стойност с много висока точност, но знаем, че тя е една и съща във всяка лаборатория. Лесно, обаче, установяваме, че част от тези γ-кванти се поглъщат резонансно в стандартен поглътител от $^{119}SnO_2$, когато той е неподвижен спрямо източника. Енергията E_γ на γ-квантите може да се променя плавно, като придаваме на източника относителна спрямо поглътителя скорост v и съгласно ефекта на Доплер

$$E_\gamma = E_0 (1 + v/c)\,, \qquad (2.2)$$

където c е скоростта на светлината. Нека примерно електронната обвивка на атомите в друг, изследван, поглътител е предизвикала изменение на енергийните нива в ядрото на калая, което се компенсира със скорост v = 1 mm/s , измерена с точност 1 % – една лесно достижима стойност. Следователно в определянето на енергията на резонансно поглъщане ще допуснем неопределеност ΔE_γ (изразена в eV)

$$\Delta E_\gamma = \frac{E_0}{c}\Delta v = \frac{23,8.10^3}{3.10^8}\cdot 10^{-3}\cdot 0,01 \cong 8.10^{-10}. \qquad (2.3)$$

Тази точност позволява да се изследва влиянието на външни фактори (електрични и магнитни полета, химичната връзка, температурата, дори и на

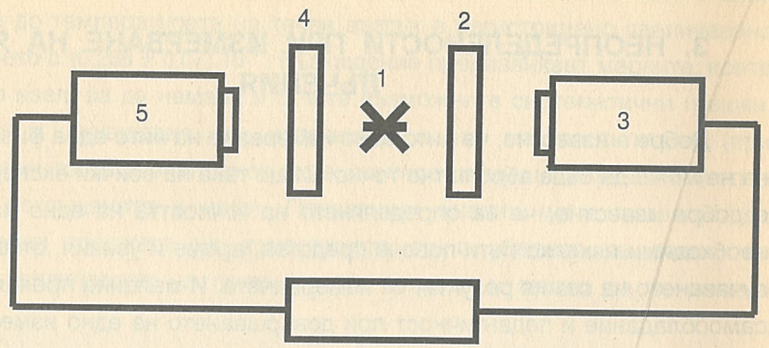
земното гравитационно поле и разпределението на масата във Вселената) върху ядрените енергийни нива.

Диференциалният метод се използва успешно и при измерването на потоци елементарни частици. Например широко са разпространени **диференциални йонизационни камери** (понякога се наричат и **компенсационни**) за измерването на неутронния поток при наличието на силен γ-фон. За тази цел две еднакви камери се свързват диференциално и се измерва само разликата в токовете им. Корпусът на едната камера от вътрешната страна се покрива с вещество, съдържащо бор. Неутроните предизвикват в бора ядрена реакция с отделяне на високоенергийни α-частици. Последните, заедно с γ -квантите, предизвикват йонизационен ток в тази камера. Във втората камера йонизационният ток се дължи само на γ-квантите и поради това измерената разлика ще бъде пропорционална само на неутронния поток и няма да зависи от γ-фона.

При такива измервания обаче трябва да се помни, че и измерваната, и компенсиращата величини имат статистически флуктуации, които не се компенсират и които увеличават значително статистическата неопределеност на измерваната разлика.

Нулевият метод на измерване е диференциален метод, при който разликата между стойността на измерваната величина и известнатата стойност на величина от същия вид, с която тя се сравнява, в процеса на измерването се свежда до нула чрез изменение на стойността за сравняване.

Нулевият метод се използва често в различни дебеломери и плътномери, използващи поглъщането на β- или γ-лъчение (фиг. 2.1). Лъчението от източника 1 преминава през измервания материал 2 и контролния поглътител 4. То се регистрира от диференциално свързани детектори 3 и 5. Дебелината на контролния поглътител се променя по подходящ начин, така че компараторът К да показва нула. Тази дебелина на контролния поглътител се приема за дебелина на измервания материал. От метрологична гледна точка този метод има много предимства, тъй като двете измерителни вериги могат да се направят с много близки параметри и систематичните неопределености взаимно да се компенсират.



Фиг. 2.1. *Блок схема на апаратура, реализираща нулев метод на измерване*

Методът на съвпадане е диференциален метод, при който малка разлика между стойностите на измерваната величина и познатата стойност на величина от същия вид, с която измерваната величина се сравнява, се определя от съвпадането на известни скални знаци или периодични сигнали. Пример за прилагане на метода на съвпадане е измерването на дължини с шублер с нониус. Разновидности на метода на съвпадане са методите на измерване, основани на явленията биене, интерференция на светлината, стробоскопичния ефект.

При метода на **измерване чрез допълване** стойността на измерваната величина се допълва с позната стойност на същата величина, избрана по такъв начин, че сумата на тези две стойности да бъде равна на предварително зададена стойност.

Понякога за измерването на някои величини се прилагат комбинирани методи – съчетания на два или повече от посочените по-горе методи на измерване.

3. НЕОПРЕДЕЛЕНОСТИ ПРИ ИЗМЕРВАНЕ НА ЯДРЕНИТЕ ЛЪЧЕНИЯ

Добре е известно, че нито едно измерване на нито една физична величина не може да бъде абсолютно точно. Също така на всички експериментатори е добре известно, че за определянето на точността на едно измерване са необходими няколко пъти повече средства, време и усилия, отколкото за получаването на самия резултат от измерването. И малцина проявяват нужното самообладание и педантичност при довършването на едно измерване, което **задължително** трябва да завърши с **две числа** – както самата стойност, така и нейната неопределеност. (Последната, както ще видим по-долу, също се състои от две числа – *доверителен интервал* и *доверителна вероятност*.)

За това, разбира се, има редица "обективни" оправдания – рядко някой експериментатор има достатъчно средства, а пък, от друга страна, желае по-бързо да публикува резултата, за да не бъде изпреварен. Но може би най-важното е, че след като е получил търсената стойност, човек се стреми да продължи по-нататък, към нещо ново, и **лесно губи интерес** към прецизно установяване на точността на вече известното му число.

Малко известно е, че редица крупни открития в съвременната физика са направени благодарение на изключително прецизното (за времето си) измерване и надеждното оценяване на неговата неопределеност. Класически пример в това отношение е откриването на благородните газове на Земята (дотогава от тях само хелият е бил известен по спектралните си линии на Слънцето). То започва през 1882 г. с прецизните измервания на лорд Рейли (Джон Уилям Страт, 1842 – 1919), които показват, че масата на 1 литър азот, отделен от въздуха, е 1,2521 g, а на 1 литър азот, отделен от химично съединение – 1,2505 g. От тази нищожна, но достоверна разлика, той прави извод, че вероятно в азота от въздуха има други, неизвестни газове. Заедно с Уилям Рамзи (1852 – 1916) те отделят почти всички благородни газове (без радона) и правилно ги разполагат в нова, специално създадена VIII група на таблицата на Менделеев. За тази си работа получават Нобеловата награда за 1904 год. – първият по физика, а вторият по химия.

В по-ново време такъв пример е откриването на резонансното поглъщане на γ-кванти, донесло през 1961 г. на Р. Мьосбауер Нобеловата награда. Първото публикувано от него измерване е на поглъщането на γ-квантите от

^{191}Ir в иридиев поглътител. При охлаждане на източника от стайна температура до температурата на течен въздух е регистрирано увеличаване на поглъщането с $(0{,}268 \pm 0{,}07).10^{-3}$. Възхищение предизвикват мерките, които Мьосбауер е взел, за да намали и отчете възможните систематични грешки, включително и охлаждане на източника, а не на поглътителя (при охлаждането му поглътителят ще се свие, плътността му ще се увеличи и това ще измени поглъщането в него). Прецизният анализ му е позволил да определи точно грешката на измерването си и убедено да заяви, че измереното увеличаване на поглъщането, колкото и малко да е, реално съществува.

Неточното, непрецизно оценяване на неопределеността на един резултат е нож с две остриета. Ако се "презастраховаме" и припишем на измерването си по-голяма от действителната неопределеност, можем да пропуснем важен ефект. Например, ако Мьосбауер е оценил неопределеността на резултата си само с 3 пъти по-голяма стойност (а съвети за въвеждане на "коефициент на сигурност" 2 или 3 се срещат и в иначе сериозни книги), то полученото от него увеличаване на поглъщането щеше да влезе в рамките на грешката и ... Нобелов лауреат за 1961 год. би бил друг.

Обратното, приписването на по-малка грешка от действителната често пъти е било повод за гръмки викове "Е В Р И К А !!!" и след това ... гузно замълчаване. Последният световно известен пример е "откриването" на студения ядрен синтез от Флайшман, Поунс, Джонс и много други след тях.

Във всеки случай добре е по-често да си спомняме думите на Алберт Абрахам Майкелсън – човекът, измерил етерния вятър (опитът на Майкелсън-Морли), създал първият оптичен еталон на метъра и получил Нобелова награда за 1907 год. – "В наше време нови природни закони могат да се открият само в петия знак след десетичната запетая".

Но трябва да сме уверени, **че този знак е верен**.

КЛАСИФИКАЦИЯ НА НЕОПРЕДЕЛЕНОСТИТЕ

При измерването на ядрените лъчения се допускат най-различни неопределености. Ето един съвсем непълен списък на възможните им източници:

- ✓ вероятностният характер на радиоактивното разпадане и на взаимодействието на ядрените лъчения с детектора;
- ✓ паразитни ядрени лъчения, излъчвани както от изследвания образец, така и от околната среда;
- ✓ регистрирането на продуктите от различни взаимодействия на ядрени лъчения с предмети и материали около детектора;
- ✓ електромагнитни сигнали, които се приемат от регистриращата система като сигнали от ядрените лъчения;
- ✓ технически неизправности на регистриращата система;
- ✓ неотчитани или непълно изяснени ефекти (явления) при взаимодействието на ядрените лъчения с детектора или при преминаването на сигналите през електронната апаратура;
- ✓ неопределености в геометрията на измерването – вид, размери, плътност, маса на пробата, взаимно разположение на пробата и детектора;
- ✓ влияние на външните условия, включително и метеорологичните – температура, налягане, влажност;
- ✓ неопределености при отчитане на времето на измерване;
- ✓ неопределености при математичната обработка на резултатите от измерванията, особено при използването на неподходящо за конкретния експеримент програмно осигуряване;
- ✓ грешки в използваните справочни данни;
- ✓ некоректно тълкуване на получените резултати;
- ✓ груби грешки при отчитане на показанията или при записването на резултатите.

Огромното разнообразие на ядрено-физичните измервания, провеждани в най-различни лаборатории с различно ниво на разработеност и обоснованост на използваните методики и апаратури, на подготовка и интереси на кадрите и различните източници на неопределености, създават много сериозен проблем. Например, в някои случаи анализът на резултатите дори от международни сравнения става почти невъзможен поради липсата на точно определение (дефиниция) на съобщената неопределеност. Тази трудност е добре известна на всеки, който се занимава с анализ на експериментални резултати в различни области.

Проблемът се задълбочава и от разликата в изискванията на някои нормативни документи (например за допуските на размерите в машиностроенето или на пределните концентрации на замърсяването на околната среда), които се изразяват като максимално допустимо отклонение, и неопределеностите в измерванията. Последните обикновено се подчиняват на Гаусовото (нормалното) разпределение и поне по принцип, теоретично, допускат неограничено голямо отклонение (разбира се, с безкрайно малка вероятност).

Положението все повече се усложняваше, като в стремежа си да сложат някакъв ред, редица международни и национални организации направиха препоръки, които понякога си противоречаха. За изход и максимално уеднаквяване Международното бюро по мерки и теглилки (МБМТ) проведе широко допитване до редица водещи лаборатории и след обсъждания в Консултативните си комитети през 1981 г. публикува "Препоръка за изразяване на неопределеностите" и "Доклад" на работна група по същия въпрос.

Препоръча се да се изостави широко използваното понятие **грешка** (erreur – фр., error – англ.) като обременено с много неясноти и непрецизирани определения и в бъдеще да се използва само понятието **неопределеност** (incertitude – фр., uncertainty – англ.).

Неопределеността на резултата от едно измерване обикновено се състои от много **съставящи**, които могат да бъдат групирани според метода, използван за оценка на числената им стойност, като:

- ✓ **Неопределености тип А** – оценени с помощта на статистически методи;
- ✓ **Неопределености тип В** – оценени по други начини.

Обръща се внимание, че не винаги има просто съответствие между класифицирането в типове *A* и *B* и признака "*случаен*" и "*систематичен*", използван по-рано при класифицирането на грешките. Разликата се определя от смяната в подхода за оценка на неопределеностите. В традиционната класификация той се основава на ефекта, който една съставяща дава в неопределеността на крайния резултат. Новият поход се основава на начина, по който е получена числената стойност на неопределеността. Новата класификация позволява да се избегнат някои проблеми, когато една неопределеност, в зависимост от използването на резултата, може да се превърне от случайна в систематична или обратното. В същото време се подчертава, че предлаганото разделяне е по-скоро "практично", отколкото "фундаментално". То трябва да помага на хората, които анализират резултатите, да си дават сметка за различните проблеми при избора на числената стойност, характеризираща неопределеността.

Типичен пример е определянето на фона на една апаратура. Неопределеността на фона в най-простия случай се определя като "чисто случайна". Когато обаче фонът се изважда от една серия измервания, неговата неопределеност се проявява като "чисто систематична" грешка.

Препоръчва се съставящите на неопределеността тип *A*, оценени със статистически методи, да се характеризират с вариации s_i^2 или със средноквадратичното отклонение s_i , като винаги се добавят степените на свобода ν_i. Ако се предполага, че измерванията са свързани помежду си, трябва да се определят точно и да се посочат и съответните ковариации.

Добре е да се използва терминът "*оценяване на неопределеността*" вместо "*изчисляване* (*пресмятане*)", тъй като последните термини предполагат получаването на една точна стойност. На практика получаваната стойност на неопределеността зависи от много случайни фактори и избраните методи за обработване на резултатите. Поради това можем само да я "оценим".

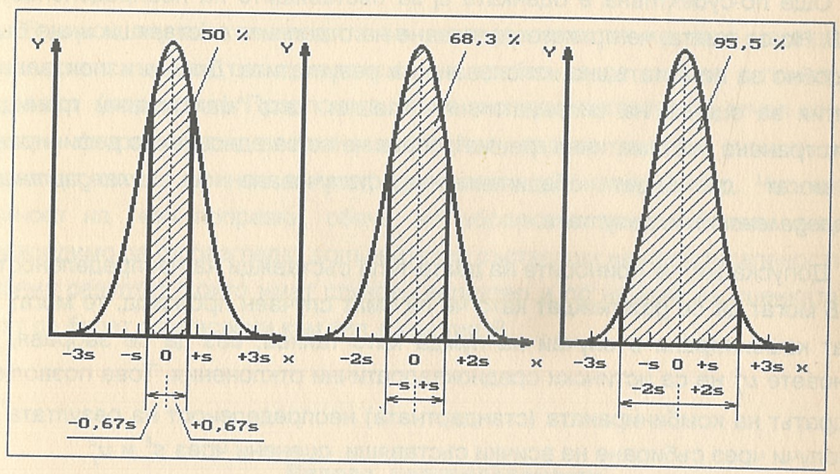
Неопределеността тип A се оценява като средноквадратична сума на отделните съставящи на неопределеността:

(3.1) $$s^2 = \sum s_i^2 \quad \text{и} \quad s = \sqrt{\sum s_i^2} \quad .$$

Съставящите на неопределеността тип *B*, оценени по други методи, също така трябва да се изразяват със стойности на отделните съставящи u_j като средноквадратични отклонения, въпреки че не са получени вследствие на

определен статистически поход. МКМТ предлага съвсем схематично следните начини за оценка на u_j (фиг. 3.1):

- ✓ пряка оценка на u_j като половината на интервал, който съответства на доверително ниво 2/3 или 70%;
- ✓ пряка оценка на интервал с доверително ниво 50 %, като u_j се приема 1,5 пъти по-малко от този интервал;
- ✓ отделя се един интервал и се прави опит да се оцени или доверителното му ниво (например 95 % или 99 %) или направо някакво кратно на съответното "средноквадратично отклонение".



Фиг. 3.1. *Към оценката на неопределености тип B.*

Ако е известна само комбинираната неопределеност на използван прибор $\pm\,\delta$, за оценка на внасяната от него съставяща на неопределеността u_j може да се използва стандартното отклонение на равномерно разпределение $u_j = \sqrt{\delta^2/3}$.

В случай на нужда трябва да бъдат разглеждани и ковариациите. Подобно на неопределеността тип *A*, неопределеността тип *B* се оценява като

(3.2) $$u^2 = \sum u_j^2 \quad \text{и} \quad u = \sqrt{\sum u_j^2}$$

Формули (3.1) и (3.2) следват от свойствата на дисперсията на случайни величини (ф-ла (3.12)).

По принцип неопределеностите тип *A* се познават по-добре, отколкото неопределеностите тип *B*, но в някои конкретни случаи това може да не е така. В повечето случаи оценката на отделните съставящи на неопределеностите тип *A* се извършва съгласно добре известните статистически закономерности и сравнително малко зависи от човека, който анализира резултата. Но и при тях обективността не е абсолютна, тъй като обикновено се разполага с няколко възможни статистически методи за анализ на резултатите и изборът на някой от тях често е субективен.

Още по-субективна е оценката u_j за съставящите на неопределеността тип *B*. Но се смята, че прякото оценяване на отделните съставящи u_j ще бъде по-удобно за по-нататъшно използване на резултатите. Досега използваните понятия за оценка на систематичните грешки, като "максимални граници", "неотстранена систематична грешка", освен че не са еднозначно дефинирани, не могат да бъдат обединени за получаване на *стандартната неопределеност* на резултата.

Допускайки, че приносите на двата типа съставящи на неопределеността *A* и *B* могат да се разглеждат като че ли имат случаен произход, те могат да бъдат комбинирани в случай на нужда като такива, без да се забравя, че членовете u_j^2 не са истински средноквадратични отклонения. Това позволява квадратът на комбинираната (стандартната) неопределеност на резултата да се получи чрез събиране на всички съставящи, оценени чрез s_i^2 и u_j^2 .

Стандартната (комбинираната) неопределеност може да се разглежда като средноквадратичното отклонение на една извадка от нормалното разпределение с подходящ брой степени на свобода с доверителен интервал 70 % (по-точно 68,3 %). При необходимост от по-висока надеждност се въвежда **обща (разширена) неопределеност**, като стандартната неопределеност се умножава с постоянен множител *k*. Привични стойности са $k = 2$ или $k = 3$. Така оценената обща неопределеност, при условие на опростяваща хипотеза за нормална извадка, съответства приблизително на привичните доверителни интервали. Във WECC (Western European Collaboration for Calibration – Западноевропейско сътрудничество по калибриране) е решено да се използва коефициент $k = 2$.

Общата неопределеност може да се използва в случаите, когато със закон или с нормативен документ се налагат граници на стойността на някоя величина. Задължително се посочва както стандартната неопределеност, така и коефициентът *k*. За по-важни резултати трябва да се посочват поотделно s_i^2 и u_j^2 (като се използват тези означения) или дори и техните съставящи.

За съжаление, вече се появяват отклонения от тези правила. В един сравнително нов стандарт се предписва при калибриране на образцови източници и средства за измерване в протоколите да се записва общата разширена неопределеност с $k = 2$. Съответно във всички пресмятания тя трябва първо да се дели на 2 и след това с нея да се работи по описания по-горе начин.

В никой случай концепцията за неопределеността на едно измерване (независимо към кой тип принадлежи) не трябва да се смесва с понятието **поправка (корекция)**. Предполага се, че експериментаторът е отчел всички познати поправки във всички измервания, където това е възможно, и съответно техния принос в неопределеността на измерването. Числената стойност на тези поправки, обаче, не абсолютно точна. Поради това е необходимо да се разгледат допълнителни съставящи на неопределеността в крайния резултат, които имат случаен характер и по начина на оценката си могат да бъдат причислени към тип *A* или тип *B*.

Видове неопределености

Един опит за систематизиране и групиране на неопределеностите при ядрено-физичните измервания е показан в табл. 3.1.

Таблица 3.1. *Основни източници на неопределености при регистриране на ядрени лъчения*

Група неопределености	Подгрупа неопределености	Причина
Груби	Апаратурни	Кратковременно излизане на апаратурата от нормален режим на работа Кратковременно външно въздействие: токов удар, мощно електромагнитно смущение Лоши или замърсени контакти главно в съединителните кабели или замърсени изолатори Наличие на странични радиоактивни източници
	Субективни	Неправилно отчитане или записване на показанията Логически грешки в програмното осигуряване Грешки в използуваните стандартно-справочни данни Използуване на формули извън областта, за която са валидни Неточно тълкуване на експерименталните данни

Група неопределености	Подгрупа неопределености	Причина
Статистически	Дължащи се на статистическото разпределение на измерваните величини	Вероятностният характер на радиоактивното разпадане
	Дължащи се на вероятностния характер на взаимодействието на ядрените лъчения с веществата	Вероятностният характер на взаимодействието на ядрените частици с веществото на детектора
Случайни	Дължащи се на изменения с времето на характеристиките на детайлите и елементите на апаратурата	Изменение на ефективността на детектора Дрейф на коефициента на усилване
	Некорелирани с времето неопределености	Различни по произход и големина въздействия и изменения на условията на измерване
Систематични	Влизащи в основната неопределеност	Неопределености, дължащи се на несъответствие на избрания физичен модел на реалните условия Неопределености на градуировката Неопределености на изпълнение на скалите Разлики в номиналните стойности на детайлите Пропускане на част от сигналите, разпределени статистически във времето

Група неопределености	Подгрупа неопределености	Причина
	Допълнителни неопределености, дължащи се на изменение на условията на работа	Загряване на измерителния уред – стабилизиране на показанията му след включване "Стареене" на измерителния уред – дълговременно (месеци и години) изменение на показанията му Климатични въздействия – изменение на температурата, влажността, налягането и др. Влияние на захранващото напрежение Влияние на електромагнитни полета Влияние на радиацията
	Допълнителни неопределености, дължащи се на изменение на характеристиките на източника на лъчение или на условията на измерване.	Изменение на активността на източника с времето Изменение на енергията на източника Изменение на пространствената насоченост Изменение на геометрията на измерване Радиационни промени в източника и детектора

Вижда се, че причините за неопределености при измерването на ядрените лъчения са много. Някои от тях са породени от характера на радиоактивните превръщания, други се пораждат от експериментатора и оборудването, с което той разполага. Но и в двата случая тяхното съществено намаляване и особено правилното им оценяване в конкретно измерване в

много голяма степен зависят от опита, знанията, уменията и прецизността на самия експериментатор.

Грубите грешки се дължат на значителни смущения в работата на апаратурата, както и на грешки на експериментатора при отчитането и записването на показанията или при математичните операции върху тях.

Апаратурата трябва периодично да се проверява за надеждността и чистотата на съединителните кабели (чрез разклащането им и наблюдаване за появяването на паразитни импулси с помощта на осцилограф или на изходното устройство) и на вътрешните съединения (чрез почукване на блоковете), за чистотата на изолаторите (особено високоволтовите около захранващите напрежения на детекторите). При това трябва да се внимава в конкретни случаи да не се повреди по-сериозно апаратурата (например да не се предизвика изгаряне на зарядочувствителния предусилвател след полупроводниковия детектор при внезапно прекъсване на захранващото напрежение). Странични източници на радиоактивност също могат да доведат до груби грешки, увеличавайки фона или водейки до появяването на допълнителни линии. Това могат да бъдат радиоактивни източници, намиращи се изобщо в лабораторията, замърсяване на измервания препарат при подготовката му или замърсяване на самата детекторна система.

Усилията за намаляване на вероятността за груби грешки започват далеч преди началото на самите измервания – още с първите стъпки по планирането на експеримента. Те включват подобряване на надеждността на отделни възли и на цялата апаратура, надеждни връзки, използването на филтри против електромагнитни смущения по електрическата мрежа и т.н. Друга група мерки включват планирането на извеждането на информацията, прегледното й записване, "самопроверяващи" се данни и схеми на изчисляване и много други.

Трябва все по-широко да се използва и електронно-изчислителната техника като помощник за избягване на груби грешки: провеждане на контролни междинни записи, записване на информация за някои допълнителни условия на измерването, "подсказване" на следващите стъпки на експеримента, проверка дали въведената от експериментатора информация може да бъде вярна.

Отделна груба грешка в серия последователни измервания може да бъде отстранена с помощта на статистически методи, които ще бъдат разгледани по-долу.

Систематичните неопределености възникват при измерването постоянно, с еднаква големина и с постоянен знак. Следователно, поне по принцип, те могат да бъдат отчетени при градуирането на уреда или при пресмятания-та. Освен това те могат да бъдат компенсирани, ако стойността на изходната величина, която е резултат от измерването, се изменя като функция, която е обратна на функцията, описваща систематичните неопределености.

Причина за систематична неопределеност може да бъде и статистическото разпределение на измервания параметър около средната му стойност. Например, поради случайния закон на разпределение на интервалите между частиците, попаднали върху детектора на йонизиращо лъчение, част от тях няма да бъдат преброени (мъртво време). Но тази част е еднозначно свързана с характеристиките на измерителния прибор и средната честота преброени импулси и поради това грешката при определяне на скоростта на броене може да бъде коригирана (разбира се, трябва да се оцени съставяща на неопределеността на тази корекция и отчете в комбинираната неопределеност на крайния резултат).

Сериозният проблем за отчитане на систематичните неопределености е, че при използването на един уред, на един математичен или физичен модел, те винаги се проявяват по един и същ начин и няма критерии за откриването им. *Поради това систематичните неопределености по принцип са по-опасни от случайните.* При наличието на скрита систематична неопределеност резултатът може да изглежда надежден, ако е приведен с малка неопределеност, въпреки че в действителност той е неверен.

Единственият подход е много внимателен анализ на целия процес на измерване, отстраняване (или поне намаляване) на съставящите на неопределеността там, където е възможно, и отчитане на остатъчната неопределеност ("неотстранена систематична грешка" – термин, който се използваше доскоро) като неопределеност тип *A* или неопределеност тип *B*, в зависимост от използвания математичен апарат.

Полезно е да се търсят начини поне някои съставящи на неопределеностите тип *B* да бъдат "преобразувани" в неопределености тип *A* и да бъдат оценени с подходящ статистически метод. Например, при измерването на диаметъра на един цилиндричен вал източник на систематична неопределеност може да бъде неговата овалност – реално съществуваща разлика между различните му диаметри. Ако измерим само един диаметър, в неговата стойност ще има неоткриваема неопределеност, която трябва да класифицираме в тип *B*. Ако обаче измерим няколко различни диаметъра, в средната им стойност, която приемаме за резултат от измерването, няма да участва (или поне ще бъде намалено влиянието й) съставящата на неопределеността, дължаща се на овалността, а средноквадратичното отклонение, оценено от тях, ще ни даде мярка за тази съставяща на неопределеността, вече като тип *A*.

Подобен проблем възниква в АЕЦ "Козлодуй" когато се измерват чували или варели с радиоактивни отпадъци и радиоактивността не е разпределена равномерно в тях. От измерването на голям брой варели от няколко страни (по различни радиуси) и на различна височина може да се оцени съставящата на неопределеността от неравномерното разпределение на активността като тип *A*, вместо да се използва много по-ненадеждна оценка тип *B*.

Случайните и статистическите неопределености имат случайна големина и знак при всяко единично измерване и поради това те не могат да бъдат компенсирани. Строго погледнато, статистическите неопределености са частен случай на случайните и някои автори използват двата термина като синоними. Това е оправдано и от еднаквия математичен апарат, с който те се анализират и оценяват. Тук ние правим разлика между тях в зависимост от произхода им. Към статистическите неопределености причисляваме тези, които се дължат на вероятностния характер на радиоактивните превръщания или на взаимодействията на елементарните частици с веществото. Към случайните неопределености причисляваме само тези, които са свързани с процеси и ефекти в макросвета.

Единствената разлика в математичния апарат, описващ случайните и статистическите неопределености, е в числената стойност на дисперсията $D = \sigma^2$ на Гаусовото или Поасоновото им разпределение – при статистическите неопределености тя е равна на средната стойност на преброените импулси N ($\sigma^2 = N$), а при случайните дисперсията зависи от метода и уреда на измерване.

Относителната статистическа неопределеност се намалява при увеличаване на броя на регистрираните събития (например при увеличаване на чувствителността на детектора), което е най-ефективният метод за повишаване на точността. За осигуряване на необходимата точност важно значение има и намаляването на загубите на част от информацията при преработването ѝ в различни функционални блокове и възли или при математичната ѝ обработка.

ВЕРОЯТНОСТ И СТАТИСТИКА

Детектирането на всяка частица започва с попадането ѝ във входния прозорец на детектора. Появяването на импулс на изхода му е **събитие** (в математичен смисъл). Процесът на регистрирането (или детектирането) може да се разглежда като **поток събития**, подчиняващ се на определен закон на разпределение във времето и пространството. Приема се, че попадането на частицата във входния прозорец е **събитие с нулева дължина**.

Тук ще се ограничим само с най-често срещаните в практиката на измерването на ядрените лъчения събития, които имат следните свойства:

1. Вероятността за появяване на определен брой събития в даден интервал от време зависи само от продължителността на този интервал, но не зависи от мястото му върху оста на времето – **стационарност**;

2. Появяването на повече от едно събитие в достатъчно кратък интервал време Δt е практически невъзможно – **единичност на събитията**;

3. Вероятността за появяване на определен брой събития в определен интервал не зависи от броя на събитията, появяващи се в други интервали време – **отсъствие на последействие, независимост**.

Поток събития, удовлетворяващ горните три свойства, се нарича **най-прост (Поасонов) поток**.

Една от основните задачи е да се намери **законът на разпределение**. При някои експерименти този закон на разпределение е предварително известен и тогава задачата е да се оценят числените характеристики на разпределението (средна стойност и моменти от по-висш порядък) по данните от измерването. В други случаи е необходимо да се предположи валидността на конкретен закон на разпределение и от резултатите на измерването да се определи вероятността на приетата хипотеза и съответните числени характеристики.

Поради това за обработването и интерпретирането на резултатите от едно измерване е необходимо широко да се използват методите на теорията на вероятностите и на статистиката.

При хвърляне на монета има известна вероятност P да се падне "ези" и вероятност $(1 - P)$ за "тура". Каква е вероятността при N хвърляния "ези" да се падне n пъти? *Това е типична задача, която се решава от* **теорията на вероятностите**.

Монетата е хвърлена N пъти, при което "ези" се е паднало n пъти. Какво може да се каже за неизвестната вероятност P? *Това е типична задача за* **статистиката**. Очевидно е, че в този случай не можем да получим толкова определен отговор, както в предния. Статистиката позволява да се оцени само най-правдоподобната стойност на параметъра p, а също така интервалът на стойностите му, в който с определена вероятност се намира истинската стойност P.

Радиоактивното разпадане е типичен случаен процес. Взаимодействието на ядрените лъчения с веществото (в частност с детектора на ядрени лъчения) също е случаен процес. Поради това всяка стойност, получена в резултат на измерване на ядрено лъчение, е повлияна от някаква статистическа неопределеност (или както често жаргонно се казва *статистика на броенето* или просто *статистика*). Законите, на които се подчиняват статистическите неопределености, са добре известни. Добре е разработен и математическият апарат за тяхното прилагане.

Познаването на статистическите закони и овладяването на практически умения за прилагането им е необходимо на всеки експериментатор поне в два случая:

1. *Проверка на апаратурата.* Единственият начин за проверка на нормалната работа на една ядрено-физична апаратура е да проведем (при доколкото е възможно фиксирани условия) известен брой измервания. В резултат на статистиката на броене получените стойности няма да са еднакви. Прилагайки статистическите закони, можем да оценим теоретично очакваната неопределеност σ_{theor} на тези измервания при избраните условия и реално наблюдаваната експериментална неопределеност σ_{exp}. От сравняването на тези две стойности могат да се направят следните изводи:

- ✓ ако $\sigma_{theor} << \sigma_{exp}$, апаратурата не работи нормално и се нуждае от ремонт или настройване, ако не сме допуснали грешка при оценката на σ_{theor} и σ_{exp};
- ✓ ако $\sigma_{theor} \cong \sigma_{exp}$, вероятно апаратурата работи нормално, ако не сме допуснали грешка при оценката на σ_{theor} и σ_{exp};

- ✓ ако $\sigma_{theor} >> \sigma_{exp}$, категорично сме допуснали грешка при оценката на σ_{theor} и/или σ_{exp}.

2. *Оценка на статистическата неопределеност на отделно измерване.* Това е по-често използваният случай, при който на основата на статистическите закони приписваме на отделното измерване теоретично оценена статистическа неопределеност (неопределеност тип А).

При изложението в настоящата глава предполагаме, че читателят е запознат повече или по-малко с теорията на вероятностите и методите на статистиката. Поради това тук ще приведем само някои основни формули, без да се задълбочаваме с изводите им, предполагайки, че ограниченията, при които те са получени, са изпълнени на практика. Нашето внимание ще бъде насочено към използването им за оценката и интерпретацията на резултатите от ядрено-физичните измервания. При това ще се ограничим само с най-елементарните оценки. Те позволяват да се получи представа за идеологията на подходите за оценка, но за по-сериозна работа читателят трябва да се обърне към специалната литература.

Статистически закони на разпределение

В теорията на вероятностите под **случайно събитие** се разбира събитие с няколко изхода. Ако под събитие се има предвид променлива числена вели-чина, тя се нарича **случайна**. Случайните величини се подчиняват на статис-тическите закони. **Непрекъснатата случайна величина**, например енергия-та на β-частиците при разпадането на ядрата, може да приема произволна стойност в някакъв интервал. **Дискретната случайна величина** може да приема само определени точни стойности, различаващи се една от друга с крайна стойност. Например броят на импулсите при регистрирането на същите β-частици може да бъде само цяло число.

В действителност, разделянето на величините на дискретни и непрекъснати, в определен смисъл, е условно. На практика всяка непрекъсната случай-на величина може да се измери приблизително с точност до няколко знака. От друга страна, ако стъпката на изменение на дискретната случайна

величина е малка и описването ѝ като непрекъсната не води до големи грешки, могат да се използват по-простите математични методи за работа с непрекъснати случайни величини.

Обикновено случайната величина се означава с главна буква, например X, а конкретната ѝ стойност – с малка, в дадения пример x.

Честотата на появяване на конкретни стойности на измерваната величина се подчинява на определен **закон за разпределение на вероятността на случайната величина** или по-кратко – **разпределение на случайната величина**. В случай на дискретна случайна величина, на всяка нейна стойност x_i се приписва вероятност $p(x_i)$. Множеството на стойностите на вероятността $p(x_i)$ се нарича **дискретно разпределение** на вероятностите. Функцията $p(x_i)$ приема определени стойности само при $x = x_i$ и е равна на нула при всички други стойности на x, които не са равни на x_i.

За непрекъсната случайна величина функцията $p(x)$ има смисъл на **плътност на вероятността** на стойността x, т.е. на вероятността величината да се намира в единичен интервал около стойността x.

Широко се използва и понятието **функция на разпределение**

$$F(x) = \int_{-\infty}^{x} p(t)dt \,. \tag{3.3}$$

Предполага се, че разпределенията на вероятностите $p(x)$ и $p(x_i)$ са нормирани:

$$\sum_{i=0}^{\infty} p(x_i) = 1; \quad \int_{-\infty}^{\infty} p(x)dx = 1. \tag{3.4}$$

Въведената за краткост горна граница ∞ на сумата условно означава, че сумирането става по всички възможни стойности на дискретната случайна величина x_i. Множеството на всичките ѝ възможни стойности се нарича **генерална съвкупност** и функциите на разпределение описват този хипотетичен пълен набор от всички възможни стойности, които случайната величина може да заема. Очевидно е, че в един реален експеримент ние можем да разполагаме само с някои от тези стойности, т.е. с **извадка**. При по-прецизното разглеждане на въпроса в теорията се прави разлика между величините и формулите, описващи генералната съвкупност, и тези,

описващи една случайна извадка от тази генерална съвкупност. Но тук няма да се прави тази разлика, приемайки, че се разполага с достатъчно данни, така че техният случаен избор да не води до съществени неточности на получените оценки.

Ако няколко случайни величини X, Y и Z са свързани, например енергията, отделена при един импулс на един импулсен реактор, броят на неутроните в импулса и продължителността му, може да се въведе **съвместно разпределение на вероятността** $p(X,Y,Z)$ на тези случайни величини. В този случай вместо система от случайни величини се въвежда **случаен вектор** със съответните компоненти или както често се казва – **многомерна случайна величина с многомерно разпределение на вероятността**.

Функциите на разпределение $p(x)$ за непрекъсната случайна величина и $p(x_i)$ за дискретна напълно определят всички свойства на разпределението. В много случаи, обаче, е достатъчно да се знаят само някои характеристики, най-важните от които са средната стойност, дисперсията и асиметрията (използват се и моменти от по-висш порядък като ексцес и др.). За количествено определяне на връзката между две случайни величини се използва коефициентът на корелация.

Средна стойност или **математическото очакване** на случайна величина X (или на функция на случайна величина) се нарича величината

$$\mu \equiv \mathrm{M}(X) = \int_{-\infty}^{\infty} x.p(x)dx; \mu = \sum_{i=0}^{\infty} x_i.p(x_i). \tag{3.5}$$

съответно за непрекъснато и дискретно разпределение. Понякога величината μ се нарича **истинска средна стойност**.

Аналогично се определя и **средната стойност на извадка** от n резултата (ако разглеждаме всяко x_i като еднократно получен резултат, независимо че някои x_i могат да имат еднакви числени стойности, $p(x_i) = 1/n$):

$$\langle X \rangle \equiv \bar{x} = \sum_{i=1}^{n} x_i.p(x_i) = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i \,, \tag{3.6}$$

което на практика се приема за оценка на средната стойност μ на величината и с увеличаването на броя на измерванията n клони към нея.

Доказва се, че тази оценка е най-добра от всички възможни оценки, ако статистическите неопределености на x_i са с нормално или близко до него разпределение.

Лесно се доказва, че математическото очакване на разликите между отклоненията на всяка стойност x_i на случайната величина от средната ѝ стойност е равна на нула и поради това не може да бъде мярка за отклонението. От друга страна това свойство *е полезно за контролиране на верността на пресмятанията*, особено ако се извършват ръчно или с калкулатор. В този случай е добре винаги да се проверява дали сумата от положителните отклонения е равна на сумата от отрицателните (с точност до възможната грешка от закръгляване).

Ако резултатите от измерванията са направени с различна точност, очевидно е, че простото им сумиране за да се получи средната стойност, може да се окаже нецелесъобразно. Сумирането на няколко стойности намалява неопределеността на средното, но ако в това сумиране добавим някои стойности с големи неопределености, можем да увеличим значително неопределеността на средното. Изход от това положение е използването на **тегла** при работа с **неравноточни** резултати от измервания.

Резултатите от неравноточни измервания x_1 , x_2 , ... , x_n могат да се разглеждат като серии от равноточни измервания, при което точността на измерванията във всяка серия е еднаква, а броят измервания m_i във всяка серия е известен и той характеризира точността на серията. Тогава средната стойност на извадката може да се запише:

$$\bar{x} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{n} x_i.m_i \,, \tag{3.7}$$

където $N = \sum_{i=0}^{n} m_i$.

Използвайки понятието тегло w_i тази формула може да се запише като

$$\bar{x} = \frac{w_1.x_1 + w_2.x_2 + ... + w_n.x_n}{w_1 + w_2 + ... + w_n} = \frac{1}{w}\sum_{i=1}^{n} w_i.x_i \,, \tag{3.8}$$

където $w = \sum_{i=1}^{n} w_i$.

Могат да се изберат различни критерии за оценяване на стойността на теглото, които дават едни или други оттенъци на крайния резултат. Чрез метода на максималното правдоподобие се доказва, че най-добри резултати се получават, ако теглото на отделния резултат се оцени като реципрочната стойност на дисперсията σ_i^2:

$$w_i = 1/\sigma_i^2 \,. \tag{3.9}$$

За мярка на отклонението на величината от нейното средно е прието да се използва **дисперсията**, която се означава като $D(X)$, D_x , $\sigma^2(X)$, σ_x^2 :

$$D(X) = M\left[(X-\mu)^2\right] = \sum_{i=0}^{\infty}(x_i-\mu)^2 p(x_i) = M\left(X^2\right) - \mu^2 \,. \tag{3.10}$$

Положителната стойност на квадратния корен σ_x от дисперсията се нарича **стандартно** или **средно-квадратично отклонение**.

Стандартното отклонение е общоприета мерна единица за интервала около средната стойност или математичното очакване, за който се пресмята или оценява вероятността стойността на величината при едно измерване да бъде вътре в него. За непрекъсната случайна величина тази вероятност е

$$P(\mu - g\sigma \le x \le \mu + g\sigma) = \int_{\mu-g\sigma}^{\mu+g\sigma} p(x)dx \,, \tag{3.11}$$

където g обикновено е цяло число.

Вероятността $P(\mu - g\sigma \le x \le \mu + g\sigma)$ величината X да се намира в интервала $\mu \pm g\sigma$ се нарича **доверителна вероятност**, а самия интервал – **доверителен интервал**. Безсмислено е да се привежда стойността само на едната от тези величини, без да се уточни и другата – например да укажем само доверителния интервал, без съответната му доверителна вероятност. Препоръките на МБМТ, разгледани по-горе, предвиждат винаги да се използва доверителен интервал $\pm\sigma$, което при предположение за Гаусово разпределение на неопределеностите води до доверителна вероятност 68%.

За Гаусово разпределение (вж. по-долу), например, при $g = 1$ $P(\mu - g\sigma \le x \le \mu + g\sigma) = 0{,}68$; за $g = 2$ тази вероятност е равна на 0,95. Това означава, че при много голям брой измервания случайната величина X ще

има стойности в интервала $\mu \pm \sigma$ в 68% от случаите, а в интервала $\mu \pm 2\sigma$ – в 95% от случаите.

Така определеният интервал се нарича **двустранен доверителен интервал**. Използва се и понятието **едностранен доверителен интервал** $P(\mu - g\sigma \le x)$ или $P(x \le \mu + g\sigma)$.

При някои разпределения може да се окаже, че не целият интервал $\mu \pm g\sigma$ има физичен смисъл. Например Поасоновото разяределение (вж. по-долу) е дефинирано само за цели неотрицателни стойности на x_i. При малка средна стойност μ величината $\mu - g\sigma$ може да се окаже отрицателна. При несиметрични разпределения (каквото е и Поасоновото) броят на стойностите на x в интервалите от $\mu - g\sigma$ до μ и от μ до $\mu + g\sigma$ е различен.

Важни свойства на дисперсията са:

✓ *адитивността* – дисперсията на сумата от n случайни величини X_i е равна на сумата от дисперсиите им:

$$\mathrm{D}\left(\sum_{i=1}^{n} X_i\right) = \sum_{i=1}^{n} \mathrm{D}(X_i), \tag{3.12}$$

✓ *умножаването* – дисперсията на произведението на случайната величина X и константата c е равна на произведението на дисперсията на случайната величина X и квадрата на константата c:

$$\mathrm{D}(cX) = c^2\,\mathrm{D}(X) \ . \tag{3.13}$$

Тези свойства на дисперсията се използват широко в теорията на измерванията.

Често се използва и безразмерното **относително средноквадратично отклонение** $\delta = \sigma/\mu$.

Нека разгледаме по-подробно дисперсията на една извадка от генерална съвкупност със средна стойност μ и дисперсия σ^2. Когато говорим за дисперсия (или съответно за стандартно отклонение) на една извадка, трябва да правим разлика дали става дума за дисперсията на отделен член на из-вадката [означаваме я с $\mathrm{D}(X_i)$ или σ^2, а стандартното отклонение – със $\sigma(x_i)$ или σ] или за дисперсията на средната стойност на извадката [$\mathrm{D}(\langle X \rangle)$ или $\sigma(\langle X \rangle)$].

Дисперсията на средната стойност на една извадка

$$D(\langle X \rangle) = D\left(\frac{1}{n}\sum_{i=0}^{n} x_i\right) = \frac{1}{n^2} D\left(\sum_{i=0}^{n} x_i\right) = \frac{\sigma^2}{n} \ . \tag{3.14}$$

се получава лесно като се използват свойствата (3.12) и (3.13). Вижда се, че средната стойност на една извадка, особено при голям брой елементи n, е значително по-точна оценка на теоретичната средна стойност на генералната съвкупност, отколкото отделна стойност x_i , но при много съществено предположение, че тези стойности са независими и още по-съществено – че всички те са измервания на една и съща величина.

Този резултат е полезен, но той има и съществен недостатък – предполага се, че знаем истинската дисперсия в разпределението на величината X. В действителност обаче от един експеримент ние разполагаме само с ограничен брой от n независими измервания x_1 , x_2 , ... , x_n и оценката на дисперсията на извадката $s^2(X)$ (за отделния резултат) трябва да се основава само на тези данни. За целта използваме израза за σ^2 (3.10), заменяйки μ с оценката му от извадката $\langle X \rangle$ и преминавайки от усредняване по генералната съвкупност към усредняване по крайния брой измервания n:

$$s^2 = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} (x_i - \langle X \rangle)^2 = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} [(x_i - \mu) - (\langle X \rangle - \mu)]^2 \ . \tag{3.15}$$

С извършване на повдигането на квадрат и отчитане на (3.6) получаваме

$$s^2 = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} \left[(x_i - \mu)^2 - (\langle X \rangle - \mu)^2\right]. \tag{3.16}$$

Първият член в сумата е точно дисперсията на величината X, а вторият – дисперсията на средната стойност, която, както видяхме (ф-ла (3.14)), е n пъти по-малка. Следователно

$$s^2 = \sigma^2 - \sigma^2/n = \sigma^2\,\frac{n-1}{n}, \tag{3.17}$$

откъдето за най-добра оценка на истинската дисперсия (напомняме, че от нея се получава стандартното отклонение на отделния резултат)

$$\sigma^2 \cong \frac{n}{n-1}s^2 = \frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}(x_i - \langle X\rangle)^2 . \qquad (3.18)$$

Появяването на множителя $1/(n-1)$ пред знака на сумата вместо $1/n$ е свързано с наличието на връзката $\sum_{i=1}^{n}(x_i - \langle X\rangle) = 0$ между n-те случайни величини $(x_i - \langle X\rangle)$, поради което независими са само $(n-1)$ от тях.

В случая на неравноточни измервания, подобно на израза за средната стойност (3.8), можем да използваме

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^{n} w_i (x_i - \langle X\rangle)^2}{\sum_{i=1}^{n} w_i (n-1)} . \qquad (3.19)$$

Пропускайки някои математични ограничения, които обикновено в експеримента са изпълнени, формално от (3.16) за оценка на дисперсията на средната стойност на една извадка получаваме

$$\sigma^2(\langle X\rangle) = \frac{1}{n}\sigma^2 = \frac{1}{n(n-1)}\sum_{i=1}^{n}(x_i - \langle X\rangle)^2 . \qquad (3.20)$$

Съществува една по-лесна възможност за изчисляване на сумата $\sum(x_i - \bar{x})^2$. Очевидният път е да сумираме всички x_i, да намерим средната стойност $\bar{x}$ и след това да сумираме разликите $(x_i - \bar{x})^2$. Лесно обаче се вижда, че

$$\sum(x_i - \bar{x})^2 = \sum\left(x_i^2 - 2x_i.\bar{x} + \bar{x}^2\right) = \sum x_i^2 - 2\bar{x}\sum x_i + n\bar{x}^2$$
$$= \sum x_i^2 - 2n\bar{x}^2 + n\bar{x}^2 = \sum x_i^2 - n\bar{x}^2 \qquad (3.21)$$

Това позволява едновременно да се изчислят $\sum x_i$ и $\sum x_i^2$, което значително облекчава пресмятанията. Сравнете този подход с извода на ф-ла (3.16).

Искаме да обърнем внимание, че приведените формули са валидни при някои много общи предположения, но не зависят от конкретния закон на разпределение на случайната величина.

Тези оценки на средно-квадратичното отклонение можем да наречем **експериментални**, тъй като се основават на разсейването на стойностите на една многократно измерена величина. Но те в никакъв случай не са цялата й комбинирана неопределеност – те не носят никаква информация за систематичните отклонения.

Асиметрията на разпределението се характеризира с безразмерен параметър γ

$$\gamma = \mathrm{M}\left[(x-\mu)^3\right] / \sigma^3 . \qquad (3.22)$$

Тя е отрицателна, ако плътността на вероятността е изтеглена вляво от μ, и положителна, ако $p(x)$ е изтеглена вдясно от μ. Ако разпределението е симетрично, $\gamma=0$.

Връзки между случайни величини

Нека разгледаме връзките между случайни величини, използвайки за пример две случайни величини X и Y с плътност на разпределение на вероятността $p(x,y)$. Едномерните променливи X и Y се наричат **статистически независими**, ако за всички възможни стойности на тези променливи е изпълнено условието

$$p(x,y) = p(x).p(y) \qquad (3.23)$$

където $p(x)$ и $p(y)$ са техните едномерни плътности на разпределение на вероятността.

Статистическата независимост на две случайни величини се проявява като независимост на вероятността да се получи някаква стойност на едната величина от стойността на другата. В противоположния случай на **твърда връзка**, когато на всяка стойност на едната величина съответства еднозначно стойност на другата, имаме **функционална зависимост** $y = f(x)$.

По-често връзката между случайните величини не е функционална, а се проявява "средно" – съществува функционална връзка между средните стойности на двете величини. Но дори да съществува функционална връзка между две физични величини, зависимостта между измерените им стойности поради неопределености на измерването се проявява само "средно" – на всяка стой-ност на едната съответства цял набор стойности на другата. Една от основни-те задачи на статистиката е определянето на връзката между случайните величини.

Мярка за **линейната зависимост** между две случайни величини X и Y е **коефициентът на корелация** ρ_{xy}, който се определя (за непрекъснати величини) от израза

$$\rho_{xy} = \frac{1}{\sigma_x \sigma_y} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x - \mu_x)(y - \mu_y) p(x,y) dxdy \qquad (3.24)$$

и съответно със суми за дискретни величини:

$$\rho_{xy} = \frac{A}{(B.C)^{1/2}};$$

$$A = \sum \{(x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})\} = \sum x_i y_i - n\bar{x}.\bar{y};$$

$$B = \sum (x_i - \bar{x})^2 = \sum x_i^2 - n(\bar{x})^2;$$

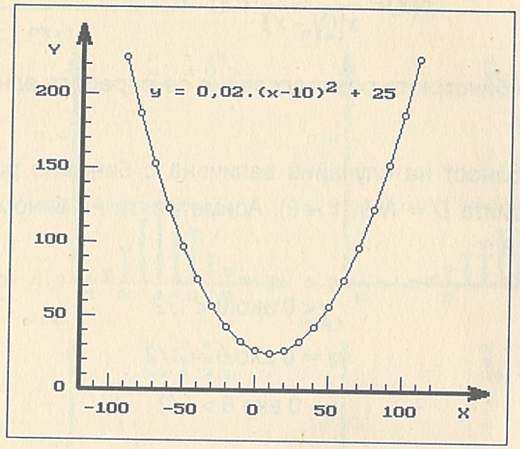
$$C = \sum (y_i - \bar{y})^2 = \sum y_i^2 - n(\bar{y})^2;$$

където $\bar{x}$ и $\bar{y}$ са средните стойности, а n – броят на измерванията.

За некорелирани (независими) величини X и Y коефициентът на корелация $\rho_{xy} = 0$. Обратното твърдение, обаче, не е вярно – възможно е при $\rho_{xy} = 0$ между величините да съществува друга, нелинейна зависимост. Например на фигура 3.2 е показана графиката на функцията $y = 0{,}02\,(x-10)^2 + 25$. Лесно се проверява, че въпреки наличието на определена функционална зависимост, коефициентът на корелация $\rho_{xy} = 0$ при всяко x в симетричен спрямо $x_0 = 10$ диапазон.

Коефициентът на корелация се изменя от –1 до +1. Положителната корелация означава, че на по-големи стойности на X съответстват по-големи стойности на Y, а отрицателна – че на големи X съответстват малки Y (антикорелация). Само при линейна зависимост между X и Y коефициентът на корелация е равен на ±1. "Съответствието" тук е вероятностно – т.е. при $\rho > 0$

по-често се наблюдават по-големи стойности на X заедно с по-големи стойности на Y и обратно.



Фиг. 3.2. *Пример за функционална зависимост* $y = 0{,}02\,(x-10)^2 + 25$, *за която коефициентът на корелация* $\rho_{xy} = 0$ *при произволно* x.

Някои често използвани разпределения

Биномно разпределение

Биномното разпределение е дискретно разпределение за събития, които могат да имат само два изхода: благоприятен и неблагоприятен. Например дали дадено ядро ще се разпадне в определен интервал време – то може или да се разпадне, или да не се разпадне. Нека вероятността за благоприятен изход (разпадане) е θ. Тогава вероятността за неблагоприятен ще бъде $(1 - \theta)$. Ако събитието става N пъти (в източника има N радиоактивни ядра), то вероятността $p(x)$ за повтаряне на благоприятния изход x пъти (да се разпаднат точно x ядра в избрания интервал време), а за неблагоприятния – $(N - x)$ пъти ($(N - x)$ ядра да не се разпаднат, т.е. да останат във възбудено състояние) е равна на произведението на броя комбинации, с които може да

се избере x от N, по вероятността отначало x пъти последователно да се повтори благоприятния изход, а след това $(N-x)$ пъти – неблагоприятния:

$$p(x) = \frac{N!}{x!(N-x)!}\theta^x(1-\theta)^{N-x} \qquad (3.25)$$

Вижда се, че биномното разпределение се определя еднозначно от два параметъра: θ и N.

Средната стойност на случайна величина с биномно разпределение е $\mu = N\theta$, а дисперсията $D = N\theta(1-\theta)$. Асиметрията на биномното разпределение γ зависи от θ :

$$\gamma < 0 \text{ ако } \theta < 1/2$$

$$\gamma = 0 \text{ ако } \theta = 1/2$$

$$\gamma > 0 \text{ ако } \theta > 1/2 .$$

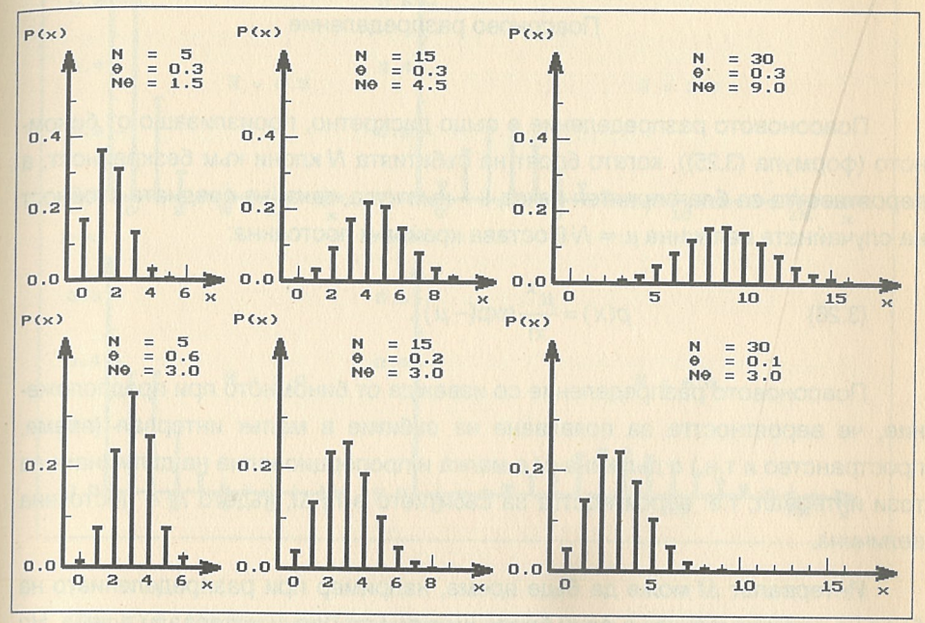
Ако θ е фиксирано, $\gamma \to 0$ при $N \to \infty$ за произволно θ.

Биномният закон за разпределение на вероятностите описва процес с ограничен брой изпитания N, от които се прави статистическа извадка. Пример за такъв процес е разпадането на група еднакви радиоактивни ядра за определен интервал време с дължина t. В този случай вероятността за благоприятен изход (разпадане) на едно ядро е $\theta = [1 - \exp\{-\lambda t\}]$, а за неблагоприятен тя е $\exp\{-\lambda t\}$, където λ е константата на разпадане, която не зависи от времето t и е характерна константа за дадения вид ядра. По формула (3.25) може да се определи каква е вероятността за време t да се разпаднат точно x ядра, ако общият им брой е N. Очевидно тази формула може да бъде използвана практически, ако N е сравнително малко, което в приведения пример се реализира трудно.

На фиг. 3.3 е показано биномното разпределение, например за вероятността $p(x_i)$ за разпадане на x_i ядра за време t, ако в началния момент $t = 0$ те са били N.

Друг пример на процес, описван от биномното разпределение, е изследването на преминаването на сноп частици през мишена, за да бъде определено сечението за взаимодействие на частиците с ядрата на мишената. В този случай "благоприятен" изход е протичане на реакция в

мишената, а "неблагоприятен" – преминаване на частица през мишената без взаимодействие.



Фиг. 3.3. *Примери за биномно разпределение при различни стойности на параметрите му*

Биномното разпределение е основата при описване на ядрените процеси, взаимодействието на елементарните частици с веществото и регистрирането им, тъй като за обосноваването и извеждането му е необходимо само едно физично предположение – че разглежданите събития са случайни и независими. Например, всяко ядро се разпада случайно, само за себе си, независимо от поведението на околните ядра. Използването на биномното разпределение, обаче, е неудобно поради необходимостта да бъдат пресмятани факториали от огромни числа – броят на радиоактивните ядра в един източник е сравним с числото на Лошмид – Авогадро (от порядъка на $10^{15} \div 10^{20}$). Това налага да се намерят математични приближения, които не

изменят физичната основа на биномното разпределение, но го правят по-удобно за описване на параметрите на явленията, срещащи се в практиката.

Поасоново разпределение

Поасоновото разпределение е също дискретно, произлизащо от биномното (формула (3.25)), когато броят на събитията N клони към безкрайност, а вероятността за благоприятен изход θ – към нула, така, че средната стойност на случайната величина $\mu = N\theta$ остава крайна и постоянна:

$$p(x) = \frac{\mu^x}{x!}\exp(-\mu)\ . \tag{3.26}$$

Поасоновото разпределение се извежда от биномното при предположение, че вероятността за появяване на събитие в малък интервал (време, пространство и т.н.) с дължина Δt е малка и пропорционална на дължината на този интервал, т.е. вероятността за събитието е $m\,\Delta t$, където m е постоянна величина.

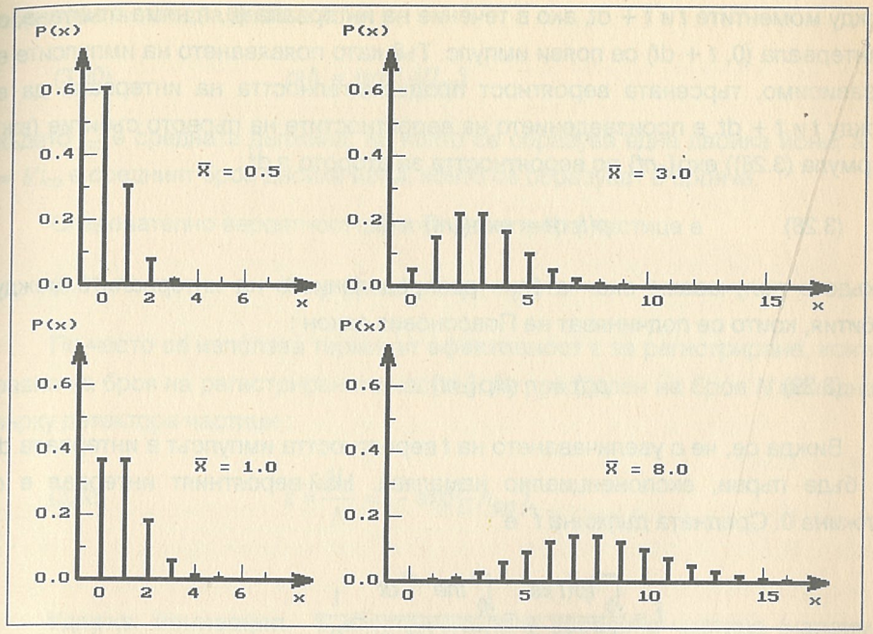
Интервалът Δt може да бъде време, например при разпределението на броя на регистрираните в един брояч импулси за равни интервали време. Но той може да бъде дължина, например при разпределението на броя δ-електрони при преминаването на тежка заредена частица през веществото на единица от пътя ѝ; както и площ или обем – например при разпределението на броя частици, предизвикващи ядрено превръщане в единица площ или обем.

Поасоновото разпределение зависи само от един параметър μ – средна-та стойност на случайната величина, която може да приема произволни поло-жителни стойности, докато x – само целочислени положителни стойности. На фиг. 3.4 е показано Поасоново разпределение при различни стойности на μ.

Дисперсията на Поасоновото разпределение е равна на средната стойност :

$$D(x) = M(x) = \mu, \tag{3.27}$$

а коефициентът на асиметрия е положителен ($\gamma = 1/\sqrt{\mu}$).



Фиг. 3.4. *Примери за Поасоново разпределение при различни средни стойности* μ.

Разпределение на дължината на интервали при Поасоново разпределение. Важна характеристика на потока събития е законът за разпределение на интервалите между съседни събития. Интервалът между събитията (време, разстояние) е непрекъсната случайна величина и за него не може да се приложи пряко Поасоновото разпределение, което е дефинирано и в сила само за дискретни случайни величини.

За определеност ще разгледаме случаен процес, описван от Поасоново разпределение, например регистрирането на импулси от Гайгеров брояч, облъчван от източник с малка и постоянна интензивност. Нека средната скорост на броене е n импулса за единица време. Поради независимостта на импулсите и стационарността на процеса можем да изберем произволен

начален момент време $t = 0$. Най-близкото отчитане на импулс ще бъде между моментите t и $t + dt$, ако в течение на интервала $(0, t)$ няма отчитане, а в интервала $(0, t + dt)$ се появи импулс. Тъй като появяването на импулсите е независимо, търсената вероятност продължителността на интервала да е между t и $t + dt$, е произведението на вероятностите на първото събитие (вж. формула (3.26)) $\exp\{-nt\}$ по вероятността за второто $n\,dt$:

$$p(t)\,dt = \exp\{-nt\}\,n\,dt, \tag{3.28}$$

откъдето получаваме окончателно разпределението на интервалите между събития, които се подчиняват на Поасоновия закон :

$$p(t) = n\exp\{-nt\}. \tag{3.29}$$

Вижда се, че с увеличаването на t вероятността импулсът в интервала dt да бъде първи, експоненциално намалява. Най-вероятният интервал е с дължина 0. Средната дължина $\bar{t}$ е

$$\bar{t} = \frac{\int_0^\infty tp(t)dt}{\int_0^\infty p(t)dt} = \frac{\int_0^\infty tne^{-nt}dt}{\int_0^\infty ne^{-nt}dt} = \frac{1}{n},$$

т.е. той е обратно пропорционален на средния брой импулси, регистрирани за единица време.

Интегралът в знаменателя по определение е равен на 1. Тук и по-долу в подобни формули го изписваме както за да напомним определението на средна стойност, така и за подчертаем, че чрез него може да се определи средната стойност при някои ограничения, например в конкретния случай да определим средната стойност на интервалите, по-големи от зададена стойност t_{min}.

Разпределението на интервалите (3.29) описва не само времевото разпределение (импулси от брояча, времето на живот на нестабилни частици), но и разпределението на пространствени интервали, например разпределението на δ-електрони по следата на йонизиращата частица.

Ефективност на Гайгер-Мюлеров брояч. Приемаме, че броячът ще регистрира частица, ако в обема му се образува поне една двойка носители на заряд.

Вероятността частицата да премине през брояча път с дължина l и да не образува нито една двойка йони е :

$$p(l) = \exp\{-l/l_{cp}\}, \tag{3.30}$$

където l_{cp} е средната дължина, на която се образува една двойка йони, а $n_{cp} = l/l_{cp}$ е средният брой двойки йони, които се образуват в брояча.

Следователно вероятността да се регистрира частица е

$$1 - p(l) = 1 - \exp\{-n_{cp}\}. \tag{3.31}$$

По-често се използва терминът **ефективност** ε за регистриране, която е равна на броя на регистрираните частици N_p , разделен на броя N попаднали върху детектора частици :

$$\varepsilon = \frac{N_p}{N} = 1 - \exp\{-n_{cp}\}. \tag{3.32}$$

Ударна йонизация. В електрично поле заредена частица (например електрон) при свободен пробег $\lambda > \lambda_0$ между два удара може да получи енергия, достатъчна за йонизиране на средата. Вероятността електронът да получи тази енергия и да предизвика йонизация е равна на вероятността дължината на свободния му пробег да бъде по-голяма от λ_0 (минималният пробег за натрупване на достатъчна за йонизация енергия). Тази вероятност е равна на $\exp\{-\lambda_0/\lambda_{cp}\}$, където λ_{cp} е средната дължина на свободния пробег.

Коефициентът на ударна йонизация α е броят на йонизираните атоми на единица дължина и може да се представи с произведението на броя на ударите ν на електрона в атомите на единица дължина ($\nu = 1/\lambda_{cp}$) и вероятността за йонизация при един удар

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_{cp}}.\exp\{-\lambda_0/\lambda_{cp}\}. \tag{3.33}$$

Вижда се, че коефициентът на ударна йонизация нараства с намаляване-то на пробега, през който електронът може да получи достатъчна за йонизация енергия – необходимо е силно електрично поле и ниско налягане на газа. Намаляването на налягането на газа, обаче, увеличава средния пробег, което води до намаляване на α. За оптималната конструкция

на пропорционални или Гайгер-Мюлерови броячи е необходим компромис, който по-подробно е разгледан по-долу, в гл. 6 "Газонапълнени детектори".

Мъртво време

Почти всички детектори и електронни блокове, които обработват импулсите от тях, имат определено мъртво време τ, през което те са напълно нечувствителни към постъпващите частици или импулси. След изтичането на τ те възстановяват способността си за регистриране.

Различават се два типа мъртво време: *постоянно* и *удължаващо се* (*кумулативно*).

Приборите с постоянно мъртво време са блокирани докато продължава процесът на регистриране, но веднага след приключването му приборът може да регистрира следващата частица. Типичен представител на такъв прибор е многоканалният анализатор. На входа му има електронна врата, която се затваря щом постъпи импулс и се отваря веднага след като този импулс бъде анализиран и записан в съответната клетка на паметта – приборът е готов да регистрира следващата частица. Губят се само тези импулси, които са постъпили по време на мъртвото време, но те не удължават времето, през което тя е затворена.

Ако за 1 s средно са регистрирани n_p импулса, то анализаторът е бил блокиран (нечувствителен) $n_p\,\tau$ s. Следователно в действителност анализаторът е работил $(1 - n\,\tau)$ s и на входа му са постъпили $n_0 = n_p/(1 - n_p.\tau)$ имп/s.

Мъртвото време на система с постоянно мъртво време може да се измери по **метода на двата препарата**. Ако от два източника върху детектора попадат n_{01} и n_{02} частици/s (пренебрегваме влиянието на ефективността), поради мъртвото време той ще регистрира

$$n_{p1} = n_{01}.(1 - n_{p1}.\tau) \quad \text{и} \quad n_{p2} = n_{02}.(1 - n_{p2}.\tau)$$

импулса/s съответно. Ако поставим едновременно и двата източника (на същото разстояние и други еднакви условия) върху детектора ще попадат

$n_{012} = n_{01} + n_{02}$ частици/s, от които ще бъдат регистрирани $n_{p12} = n_{012}.(1 - n_{p12}.\tau)$ импулса/s.

Така получаваме система от 4 уравнения за неизвестните n_{01} , n_{02} , n_{012} и τ. Решаването ѝ спрямо τ води до квадратно уравнение, единият от корените на което е

$$\tau = \frac{1}{n_{p12}} - \sqrt{\frac{1}{n_{p12}^2} - \frac{n_{p1} + n_{p2} - n_{p12}}{n_{p1}.n_{p2}.n_{p12}}}$$

Другият корен на това уравнение няма физичен смисъл.

Ако n_{p1}, n_{p2}, $n_{p12} << 1/\tau$, може да се използва приближението

$$\tau = \frac{n_{p1} + n_{p2} - n_{p12}}{2.n_{p1}.n_{p2}} \quad ,$$

което, обаче, при неспазването на горното условие може да доведе до 2 пъти по-ниска стойност.

Приборите с удължаващо се мъртво време имат особеността, че попаднала частица (или импулс) в мъртвото време не се регистрира, но предизвиква удължаване на мъртвото време. Типичен представител на такъв прибор е Гайгер-Мюлеровият брояч. Попаднала върху него частица го задейства, като предизвиква електронно-йонна лавина. Ако преди да са събрани зарядите от тази лавина попадне нова частица, тя ще предизвика нова лавина. Последната е значително по-слаба и не може да се регистрира, но ще удължи мъртвото време.

Тъй като постъпващите в брояча частици със средна скорост n_0 са с Поасоново разпределение, от (3.29) следва, че скоростта на регистриране е

$$n_p = n_0 .\exp\{-\tau.n_0\} \; . \qquad (3.34)$$

Тази функция минава през максимум. Когато скоростта на постъпващите частици n_0 е малка, n_p също ще бъде малка, въпреки че ще се регистрират практически всички частици. С увеличаването на n_0 регистрираните частици n_p ще растат, но ще расте и броят на нерегистрираните. При много голямо n_0 експонентата ще намалява по-бързо, отколкото расте n_0 , и регистрираният брой импулси ще започне да намалява. В граничния случай е възможно да бъде отброен само 1 импулс от първата

попаднала частица, а всяка следваща да попада в мъртвото време на предната и само удължава мъртвото време, без да се регистрира – апаратурата се "задавя". Този ефект е особено опасен, ако се използва интензиметър с Гайгер-Мюлеров брояч при навлизане в зона, където може да има силно радиационно поле. Ако се пропусне моментът на увеличаване на радиацията, може да се окажем в опасна близост до радиоактивен източник, а дозиметърът да не може да го измери.

Максималната скорост на броене може да се определи чрез диференциране на (3.34) и приравняване на производната на нула:

$$dn_p/dn_0 = (1 - \tau.n_0).\exp\{-\tau.n_0\} = 0 ;$$

откъдето $n_0 = 1/\tau$ и заместваики в (3.34) – $n_{0max} = 1/(\tau.e)$, където e е основата на Неперовите логаритми (e = 2,7183...). Чрез измерване на максималната скорост на броене лесно се определя удължаващото се мъртво време.

Ако един елемент от системата детектор – електронни блокове е значително по-бавен от останалите, мъртвото време на системата ще се определя от неговото мъртво време. По-сложно се определя мъртвото време (и съответно се прави поправка), ако елементите от тази система имат приблизително равни мъртви времена, особено ако те са от различен тип – постоянни и удължаващи се. Освен това някои апарати имат вградени системи за коригиране на резултатите за мъртво време (както и за други ефекти, които водят до загуба на импулси). Затова в практиката обикновено не се измерва мъртвото време, а се проверява неговото влияние върху измерваната величина. За повече подробности вж. глава 12 – "Стандарти за проверка на гама-спектрометрична апаратура".

Тук терминът "мъртво време" τ се използва в смисъл на времето (в секунди) в продължение на което, след регистриране на един импулс, апаратурата е блокирана. То се измерва в s/импулс. Понякога под "мъртво време" се разбира безразмерната величина $\tau.n_p.100$ % (където n_p е броят регистрирани импулси за 1 s), която показва колко процента от зададеното реално време са "загубени". Използва се и терминът "*живо време*" . Реалното време е сумата от живото и мъртвото време:

реалното време = живото време + мъртвото време .

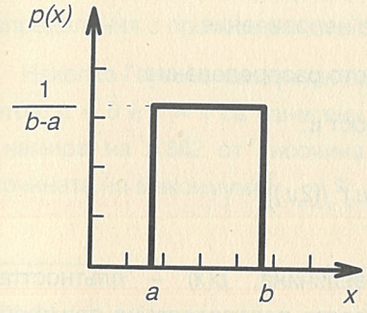
Равномерно (равновероятно) или правоъгълно разпределение

Ако всички стойности на случайната величина X са само в интервала от a до b ($a < b$) и са равновероятни, казваме, че разпределението е **равномерно** (**равновероятно** или **правоъгълно**). То се записва :

(3.35) $p(x) = 0$ при $x < a$ или $x > b$

$p(x) = 1/(b - a)$ при $a \le x \le b$

и е показано на фиг. 3.5.



Фиг. 3.5.
Равномерно разпределение

Правоъгълното разпределение често се използва при качествения анализ на статистическите процеси. С него се описват, например, формата на линията в някои типове спектрометри или разпределението на енергията на откатните ядра при еластичното разсейване на неутрони. Типично приложение на равномерното разпределение е за оценка на съставящи на неопределеността тип B, например:

✓ *измерване масата на образец*, ако разполагаме с набор теглилки, от които най-малката е с маса 1 g. Тогава можем да определим, че масата е, примерно, по-голяма, от 123 g и по-малка от 124 g. Всички стойности между тези граници следва да приемем за равновероятни;

✓ *измерване на ток или напрежение* с прибор, на който е посочена само грешката, примерно 1 %.

Средната стойност на правоъгълното разпределение е $(b + a)/2$, а дисперсията е $(b - a)^2/12$.

Гаусово (нормално) разпределение

Това е най-важното и най-често срещаното разпределение на непрекъсната случайна величина в статистиката, описващо почти всички измервания. В ядрената физика Гаусовото разпределение като добро приближение описва разпределението на ъглите на разсейване при преминаване на заредени частици през веществото, разпределението на пробезите на тежки заредени частици във веществото, разпределението на импулсите по амплитуда при регистриране на заредени частици с полупроводникови и сцинтилационни детектори и много други.

То има симетрична камбановидна форма, разпространяваща се до безкрайност в положително и отрицателно направление.

Използват се три записа на нормалното разпределение:

✓ с един параметър – средна стойност μ:

(3.36) $$p(x)=\frac{1}{\sqrt{2\pi\mu}}\exp\left\{-(x-\mu)^2/(2\mu)\right\},$$

където x е непрекъсната случайна величина, $p(x)$ – плътността на вероятността. То се получава от Поасоновото разпределение при граничен преход $\mu \to \infty$. Важно е да се отбележи, че и в този случай (както при Поасоновото разпределение) дисперсията σ^2 е точно равна на средната стойност $\mu \equiv \overline{N}$:

(3.37) $$\sigma^2=\mu=\overline{N},$$

което в частния случай на регистриране на броя импулси $\overline{N}$ от един радиоактивен източник следва от случайния характер на радиоактивното разпадане и позволява да оценим средноквадратичното отклонение на едно отделно измерване;

✓ в по-общия случай с два независими параметъра – средна стойност μ и дисперсия σ^2:

(3.38) $$p(x)=\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}\exp\left\{-(x-\mu)^2/\left(2\sigma^2\right)\right\}$$

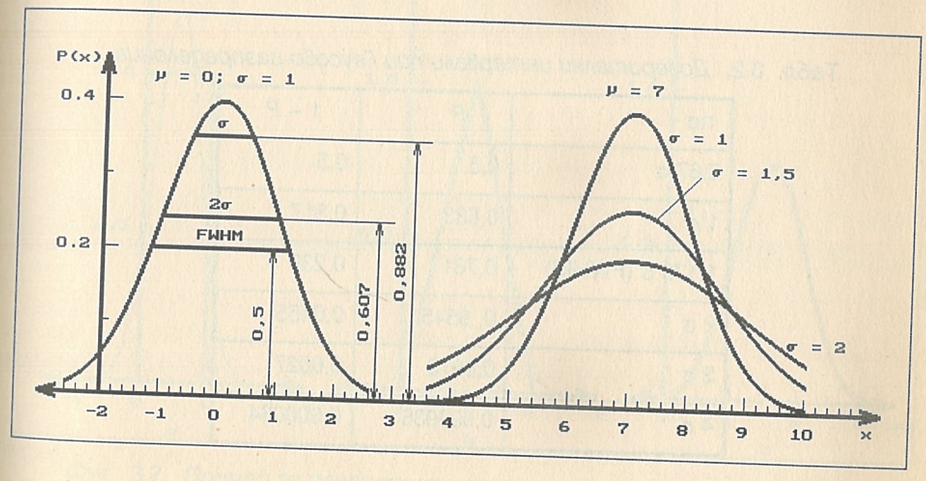
Този запис има много важно значение при измерване на макровеличините, където точността на измерването не е свързана с характера или стойността на измерваната величина, а зависи само от използвания уред или метода на измерване;

✓ стандартният запис на нормалното разпределение

(3.39) $$p(u)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\exp\left\{-u^2/2\right\}$$

се получава, ако във формула (3.38) се направи смяна на променливата $u=(x-\mu)/\sigma$. В това представяне Гаусовото разпределение има средна стойност нула и стандартно отклонение единица. То е удобно при някои теоретични изводи и особено при табулиране на Гаусовото разпределение, тъй като зависи само от един параметър, а от него лесно се изчисляват разпределения с произволни стойности на μ и σ.

Няколко Гаусови разпределения са показани на фиг. 3.6. На разпределението с $\mu = 0$ и $\sigma = 1$ са нанесени мащабно мястото на дисперсията σ, което се намира на 0,882 от височината на максимума и на 2σ – на 0,607 от височината на максимума.



Фиг. 3.6. *Примери на Гаусово разпределение.*

В практиката за характеризиране на ширината на разпределението често се използва понятието **пълна ширина на половин височина FWHM** (от англ. **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum)

(3.40) $$\text{FWHM} = 2{,}355\,\sigma\,.$$

Често се използва и съкратеното **полуширина на линията**, което понякога води до недоразумението, че се касае до половината ширина на линията.

Важно приложение имат доверителните интервали и доверителната вероятност (вж. ф-ла (3.11)) при нормалното разпределение. Те се получават от нормираната функция на Лаплас

(3.41) $$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-\frac{u^2}{2}}\, du\,.$$

В табл. 3.2 са приведени вероятността P резултатът да се намира в доверителния интервал $\pm n\sigma$ (при нормираната функция на Лаплас, както и в стандартния запис на функцията на нормалното разпределение $\sigma = 1$) и вероятността $(1 - P)$ резултатът да бъде извън този интервал.

Табл. 3.2. *Доверителни интервали при Гаусово разпределение*

nσ	P	$1 - P$
0,67 σ	0,5	0,5
1 σ	0,683	0,317
1,178 σ (FWHM)	0,761	0,239
2 σ	0, 9545	0,0455
3 σ	0,9973	0,0027
4 σ	0,999936	0,000064

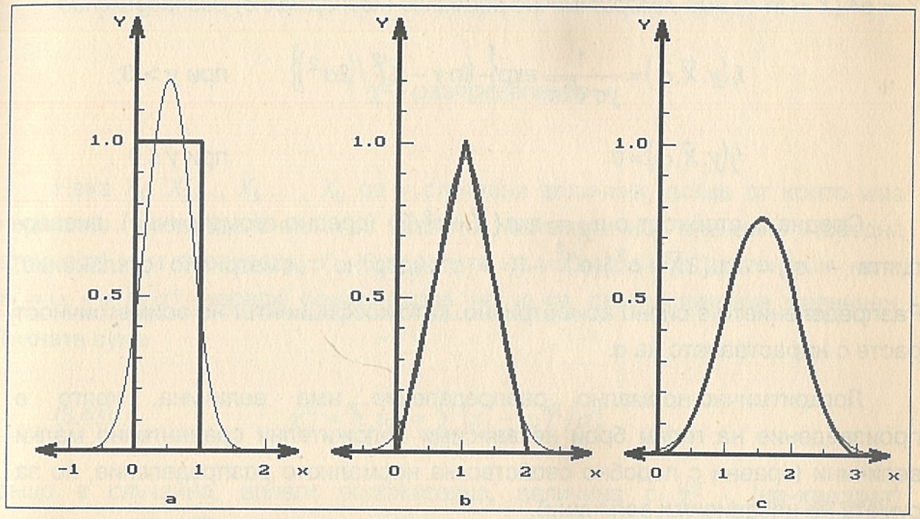
Някои от тези граници са илюстрирани на фиг. 3.1 и 3.6.

Разпределението на Гаус широко се използва при анализа на неопределеностите в експеримента. Това се определя от специфично свойство, кое-

то се доказва в теорията на вероятностите: **случайна величина, която е сума от голям брой независими случайни величини с практически произволни разпределения, има нормално Гаусово разпределение** (3.38). С други думи, условия за използване на нормалното разпределение за описване на експерименталните данни има в случаите, когато изследваната случайна величина може да се представи като сума от достатъчно голям брой независими елементарни събираеми, всяко от които сравнително малко влияе на сумата. Тази ситуация е характерна за повечето експерименти.

Сходимостта към нормалното разпределение може да се илюстрира със следния прост пример (фиг. 3.7*a*, *b* и *c*). На първата е показана случайна величина с равномерно разпределение в интервала 0 ÷ 1 и най-близкото до него Гаусово разпределение. Сумирането на две случайни величини X и Y с разпределения съответно $\varphi(x)$ и $\psi(x)$ води до случайна величина $Z = X + Y$ с разпределение

(3.42) $$p(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x)\psi(z-x)dx = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(z-y)\psi(y)dy\,.$$



Фиг. 3.7. *Пример за разпределението на сума от случайни величини*

Тази операция се нарича **конволюция** (рус. **свертка)** на разпределенията $\varphi(x)$ и $\psi(y)$. Ако изследваната величина е сума на три или повече случайни величини, разпределението й може да се получи с последователни конволюции.

На фиг. 3.7*b* и *c* са показани съответно разпределенията на сумата от две и три случайни величини с правоъгълно разпределение и най-близките им Гаусови разпределения. Вижда се, че дори само при сумирането на 3 случай-ни величини с толкова далечно от Гаусовото разпределение, каквото е равномерното, се получава случайна величина с разпределение, твърде близко до Гаусовото.

Логаритмично-нормално разпределение

Ако една случайна величина X има нормално разпределение със средна стойност $\overline{X}$ и средноквадратично отклонение σ, неотрицателната величина $Y = e^X$ ($X = \ln Y$) има *логаритмично-нормално* (*логнормално*) *разпределение*

$$f_l(y,\overline{X},\sigma) = \frac{1}{y\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-(\ln y - \overline{X})^2/(2\sigma^2)\right\} \qquad \text{при } y > 0;$$

$$f_l(y,\overline{X},\sigma) = 0 \qquad \text{при } y \le 0 \ .$$

Средната стойност е $\mu_y = \exp\{\overline{X} + \sigma^2/2\}$ (средно геометрично), дисперсията – $\sigma_y^2 = \exp\{2\overline{X} + \sigma^2\}(e^{\sigma^2} - 1)$ – стандартно геометрично отклонение. Разпределението е силно асиметрично, като коефициентът на асиметричност расте с нарастването на σ.

Логаритмично-нормално разпределение има величина, която е произведение на голям брой независими положителни сравнително малки величини (сравни с подобно свойство на нормалното разпределение, но за сумата на независими величини).

Практически логнормалното разпределение се използва за описване на мултипликативното действие на много случайни фактори, когато влиянието им върху изменението на крайния резултат е приблизително пропорционално на изменението на самите фактори. Критерий за близостта на

разпределението към логаритмично-нормалното е силната асиметрия, дължаща се на ограничаване на случайната величина до нулата. След логаритмуване лявата част на разпределението силно се разтяга, приближавайки се към нормалното разпределение.

На логнормално разпределение се подчиняват, например размера на частиците при смилане. Пряко следствие на това е (след Чернобилската авария) е активността на *горещите частици* (парчета ядрено гориво, достигнали нашата страна) и целотелесната активност.

Понякога се използва и модификация на логаритмично-нормалното разпределение

$$f_l(y,\overline{X},\sigma,\alpha) = \frac{1}{(y-\alpha)\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-(\ln(y-\alpha) - \overline{X})^2/(2\sigma^2)\right\}$$

включваща още един параметър α, която е по-гъвкав модел за описване на случаен процес (но трябва да се отчита, че въвеждането на още един параметър изисква по-голяма извадка, за да се избегне нестабилност на апроксимирането – вж. т. "Метод на най-малките квадрати").

χ^2 - разпределение

Нека $X_1, X_2, \ldots, X_i, \ldots, X_\nu$ са ν случайни величини, всяка от които има нормално разпределение със своите математично очакване (средна стойност) μ_i и дисперсия σ_i^2. Квадратите на нормираните отклонения на x_i $u_i^2 = (x_i - \mu_i)^2/\sigma_i^2$ поради случайността на x_i са също случайни величини. Тяхната сума

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{\nu} u_i^2 = \sum_{i=1}^{\nu} (x_i - \mu_i)^2/\sigma_i^2 \qquad (3.43)$$

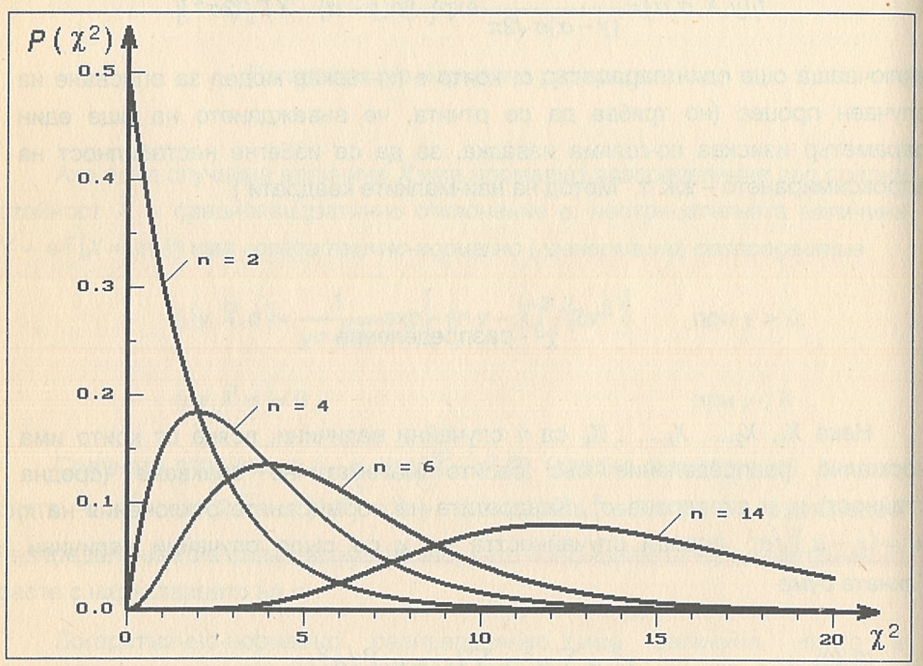
също е случайна, винаги положителна, величина с χ^2 - (**хи-квадрат**) **разпределение**. Параметърът ν се нарича **брой на степените на свобода**. Ако някои величини X_i не са независими, то ν трябва да се намали с броя връзките между тях. Тъй като величините u_i са нормирани и имат една и съща средна стойност, равна на нула, и дисперсия, равна на единица,

разпределението $p(\chi^2)$ на плътността на вероятността на случайната величина χ^2 трябва да зависи само от един параметър ν:

$$p(\chi^2) = \frac{1}{2^{\nu/2}\Gamma(\nu/2)} (\chi^2)^{(\nu/2-1)} \exp\{-\chi^2/2\} \qquad 0 < \chi^2 < \infty \tag{3.44}$$

където $\Gamma(\nu/2)$ е гама-функция (за целочислени стойности на аргумента $\Gamma(n) = (n-1)!$).

Графики на χ^2 -разпределението са показани на фиг. 3.8. Вижда се, че от силно несиметрично при малък брой степени на свобода ν, то бързо става симетрично с нарастването на ν.



Фиг. 3.8. *Примери за χ^2 -разпределение*

Средната стойност на χ^2 е равна на броя на степените на свобода $M(\chi^2) = \nu$, а дисперсията – на 2 ν. Максималната вероятност (модата на

разпределението е при $\chi^2 = \nu - 2$. Това се вижда и от фиг. 3.7.и може да се използва за груби оценки (с доверителна вероятност 70 %). За по-прецизни оценки следва да се използват табулираните му стойности.

За приложения е важна и интегралната функция на разпределение

$$p(\chi^2 < \chi^2_*) = \int_0^{\chi^2_*} p(\chi^2)\,d\chi^2 , \tag{3.45}$$

която обикновено е табулирана в статистическите справочници.

Разпределението χ^2 намира широко приложение при проверката за съгласуване на експерименталните данни с някоя априорна хипотеза; за получаване на доверителните интервали на статистическите параметри; проверка на независимостта на променливите и в редица други задачи.

Разпределение на Стюдент

Разпределението на Стюдент (или *t*-разпределение) се описва от функцията

$$t(Y) = \frac{\Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)\sqrt{n\pi}} \left(1 + \frac{y^2}{n}\right)^{-\frac{n+1}{2}} ,$$

където параметърът n е броят на степените на свобода. При $n \to \infty$ разпределението на Стюдент клони към нормалното разпределение. При малки стойности на n то прилича на нормалното, но е с по-нисък максимум и по-разлети крила. Средната стойност на *t*-разпределението е 0, дисперсията му е $n/(n-2)$ при $n > 2$.

Разпределение на Стюдент с n степени на свобода има случайната величина

$$T = \frac{Y - Z}{\sqrt{S/n}} ,$$

където Y и Z са случайни независими величини с нормално разпределение, а S – случайна величина с χ^2 разпределение с n степени на свобода. Типичен случай на използването на разпределението на Стюдент е решаването на задачата "Измерваната проба дава ли статистически достоверен принос (с определена доверителна вероятност) в скоростта на броене на детектора?" – Y е скоростта на броене при поставена проба (заедно с фона), а Z – скоростта на броене на фона, измерени със средноквадратична неопределеност S (ако последната е измерена $(n+1)$ пъти, тя има χ^2 -разпределение с n степени на свобода.

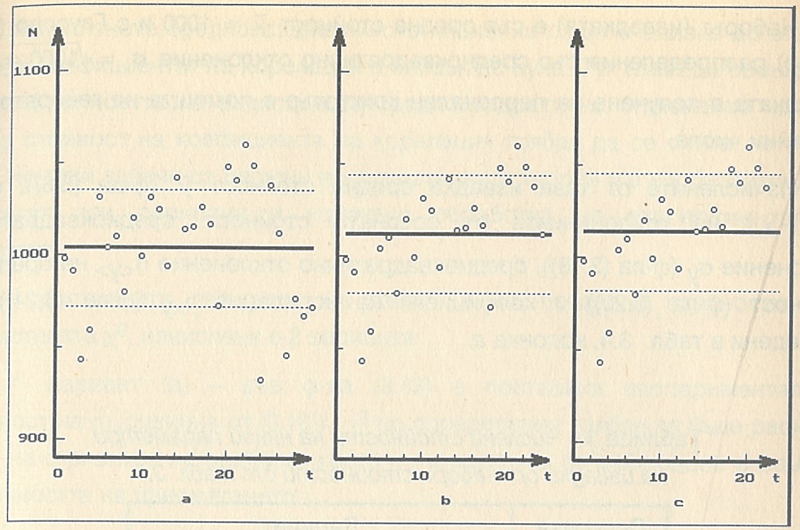
По-общо, това разпределение се използва за преценка на равенството на средните стойности, получени от две извадки от едно и също разпределение.

Един числен пример

За илюстриране на изложените по-горе идеи и изведените от тях формули, както и за по-нататък, ще използваме един числен пример от 30 случайни стойности y_i, приведени в табл. 3.3 и за нагледност изчертани на фиг. 3.9 а.

Таблица 3.3. *Примерна извадка на "експериментални стойности"*

x_i	y_i	x_i	y_i	x_i	y_i	x_i	y_i	x_i	y_i
1	998	2	991	3	943	4	959	5	1031
6	1004	7	1010	8	980	9	1020	10	999
11	1031	12	1025	13	994	14	1042	15	1014
16	1015	17	1026	18	1017	19	973	20	1048
21	1041	22	1060	23	1049	24	933	25	1038
26	1012	27	946	28	977	29	967	30	972



Фиг. 3.9. *Графично представяне на данните от табл. 3.3.*

Те могат да имат различен произход, но ще ги разглеждаме, например, като регистрираният брой импулси в процеса на проверка на стабилността на една броячна система, отчитани през 10 мин. В процеса на проверката експериментаторът не се намесва в работата на броячната система и не променя нищо, което може да влияе върху измерения брой импулси – например захранващото напрежение на цялата система или само на детектора, разположението на радиоактивните източници в лабораторията или на нерадиоактивни предмети около детектора (които могат да екранират някои източници на лъчение, включително и разсеяните естествени радиоактивни Th, U и K, или напротив – да предизвикат допълнително разсейване на гама-кванти към детектора). Но експериментаторът се интересува от влиянието на някои естествено изменящи се условия на измерването, които или по принцип не може да контролира (например искренето в някой контакт или променянето на параметрите на капсулована интегрална схема), или които много трудно се контролират, а и влиянието им върху крайния резултат не е еднозначно известно (например захранващото напрежение, околната температура или температурата под кожуха на прибора, влажност, налягане и т.н.).

Наборът (извадката) е със средна стойност $\bar{y} = 1000$ и с Гаусово (нормално) разпределение със средноквадратично отклонение $\sigma_y = \sqrt{1000} \cong 31{,}6$. Извадката е получена на персонален компютър с помощта на генератор на случайни числа.

Изчислените от тази извадка средна стойност $\bar{y}$ (ф-ла (3.6)), сума $\sum(\bar{y} - y_i)$ на отклоненията от средната стойност, средноквадратично отклонение σ_y (ф-ла (3.18)), средноквадратично отклонение $\sigma_{<y>}$ на средната стойност (ф-ла (3.20)) и коефициент на корелация ρ_{xy} (ф-ла (3.24)), са приведени в табл. 3.4, колонка *a*.

Таблица 3.4 *Числени стойности на някои параметри на извадки от набора стойности от табл. 3.3.*

Величина	Вариант		
	a	b	c
n	30	24	22
$\bar{y}$	1003,8	1012,0	1013,8
$\sqrt{\bar{y}}$	31,68	31,81	31,84
$\sum(\bar{y} - y_i)$	-1,0	-1,0	-0,4
σ_y	33,3	28,5	28,5
$\sigma_{<y>}$	6,19	5,95	6,23
ρ_{xy}	-0,0023	0,645	0,786
χ^2 (a)	29,00	23,00	21,00
χ^2 (б)	33,73	19,64	18,06

Вижда се, че изчислената средна стойност, в рамките на средноквадратичното отклонение на средната стойност, съвпада със зададената. Получените стойности на сумата на отклоненията $\sum(\bar{y} - y_i)$ се различават от 0 (за разлика от отбелязаното по-горе – след ф-ла (3.6)) поради закръгляването на средната стойност до 1 знак след десетичната точка. Ако се използва поточна средна стойност, тази сума клони към 0.

Изчисленото средноквадратично отклонение също е близко до зададеното, а коефициентът на корелация е близък до нула. Тук няма да обсъждаме каква е точността на изчисленото средноквадратично отклонение или над каква стойност на коефициента на корелация трябва да се счита, че е значим. Но тези задачи са решени в математичната теория и е необходимо да се прилагат при сериозна и коректна обработка на експерименталните резултати.

В последните два реда на табл. 3.4 са показани стойностите на статистиката χ^2, изчислени в 2 варианта:

✓ вариант (а) – във ф-ла (3.43) е поставена експерименталната стойност на σ_i (оценена от (3.18)). χ^2 по определение трябва да бъде равно на броя на степените на свобода, което и на практика се наблюдава в рамките на точността на пресмятането;

✓ вариант (б) – използвана е теоретичната стойност $\sigma^2 = \bar{y}$.

Независимо от наличието на мощна изчислителна техника, на подходящи математични критерии и на програми за прилагането им, графичното изчертаване и визуалната преценка на резултатите от измерванията остават много съществен етап в оценката на данните.

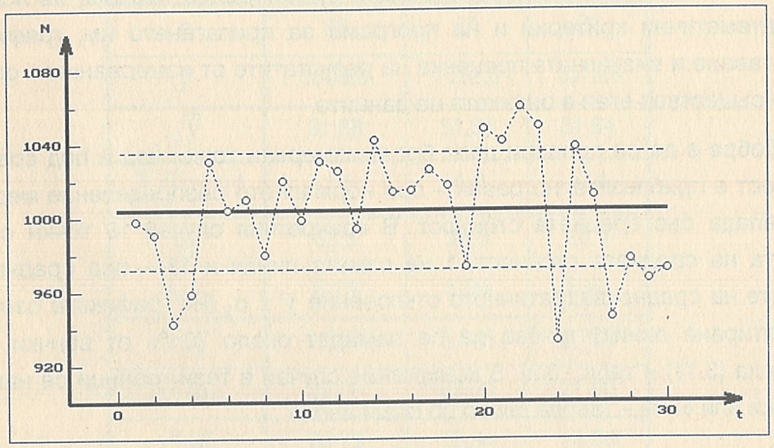
Добре е да се провери дали броят измерени точки над и под средната стойност е приблизително равен – при нормалното разпределение медианата съвпада със средната стойност. В конкретния случай 16 точки са над линията на средната стойност, 1 на самата линия и 13 – под средната. В рамките на средноквадратичното отклонение $\bar{y} \pm \sigma_y$ (на графиката означено с пунктирана линия) трябва да се намират около 70 % от всички точки (вж. ф-ла (3.11) и табл. 3.2). В конкретния случай в тези граници се намират 20 точки или 67 % – твърде близо до очакваното.

На тази проверка трябва да се обръща сериозно внимание. Ако много повече от 30 % от точките са извън рамките на средноквадратичното отклонение, обикновено това е признак за нестабилна работа на апаратурата или на неточна оценка на неопределеностите на измерването. Обратно, ако почти всички точки са вътре в границите на средноквадратичното отклонение, това в никакъв случай не може да означава, че апаратурата е работила по-точно от теоретично възможното, а че оценката на неопределеностите е неоснователно завишена. Причината за разликата между теоретичната и експерименталната оценка на неопределеностите във всички случаи трябва

да се изясни и да се отстрани – понякога тази причина може да бъде нов, неизвестен ефект.

Оттук следва един важен извод – търсената физична зависимост не се описва от начупената линия, съединяваща всички точки, а от плавна крива, минаваща между точките и при това засягаща неопределеностите само на 7 от всеки 10 експериментални точки. Ако кривата минава през грешките на всичките точки – вж. предния абзац.

Показаната на фиг. 3.10 начупена пунктирна линия не само не описва реална физична зависимост, но може, при невнимателно отношение, да наве-де на мисълта да се търси някакъв максимум около 22-та точка или остър минимум при 24-та точка. По начина, по който са генерирани тези точки (а той е еквивалентен на реално измерване) такива екстремуми не съществуват. В следваща извадка можем да намерим подобни "екстремуми" на произволно друго място.



Фиг. 3.10. *Друга форма на графично представяне на данните от табл. 3.3*

Визуално трябва да се оцени разпределението на точките около средната стойност (или по-общо – кривата, описваща измерваната величина). Ако например в левия край почти всички точки са под средната стойност, а в десния – над него, очевидно трябва да се промени физичната зависимост.

Например на фиг. 3.8 b,c средната стойност явно не описва добре експерименталните точки.

Отстраняване на груби грешки

Боклук на входа – боклук на изхода

Програмистки фолклор

Експерименталните данни трябва да бъдат грижливо проверени и редактирани, преди да бъдат подложени на по-сложен анализ. Обикновено изкушението за по-бързо получаване на резултатите от обработката кара изследователят да пренебрегне важната първа стъпка – **почистването на данните**. Грубите грешки, включително и печатните, при въвеждането на данните в компютъра могат да доведат до интригуващи резултати, които понякога могат да бъдат интерпретирани, понякога – не, но които винаги са неверни.

Колкото по-мощна изчислителна техника използвате, толкова щетите от една грешка могат да бъдат по-големи. Ако при ръчно пресмятане можете да възпроизвеждате една грешка най-много един път в секунда, то персонален компютър със средни възможности може да прави това един милион пъти по-бързо.

Преди, обаче, да пристъпите към "редактирането" на една серия данни, припомнете си това, което ще бъде разказано по-долу, и как може да се стигне до фиг. 3.8 b,c и данните в табл. 3.4, колонки b и c. Експериментаторът "внимателно" разглежда резултатите от проверката на стабилността на апаратурата (табл. 3.3 и фиг. 3.8 a) и решава, че в началото "явно" точка 5 със своите 1031 импулса е "изхвърлена" спрямо съседните. Към края на измерванията също "явно" нещо не е било наред я с напрежението, я с нещо друго, и поради това той изхвърля и "изпадналите" точки с номера 24, 27, 28, 29 и 30 (фиг. 3.8 b). Средната стойност се променя с около 1 % – от 1003,8 на 1012,0, но обикновено това е търсената величина и тази промяна не носи информация наистина ли изхвърлените точки са съдържали груби грешки. По-информативно е намаляването с около 15 % на средноквадратичната неопределеност – формално това е "явно" доказателство за "правомерното" изхвърляне на точките. За по-недоверчивия експериментатор, обаче, получаването на

експериментална стойност на средноквадратичното отклонение под теоретично очакваната, която в случая лесно се изчислява като $\sqrt{1012} \cong 31{,}8$, трябва да бъде много сериозен сигнал, че нещо с оценката на грубите грешки не е в ред.

Подобна информация може да се изведе и от стойността на χ^2.

Фиг. 3.8 *c* и табл. 3.4, колонка *c*, са само още едно продължение на порочната практика да се изхвърлят "нехаресалите" ни точки (изхвърлени са още две) и пример как между две некорелирани, взаимно независими величини, (коефициент на корелация $\rho_{xy} = -0{,}0023$) може да се намери убедителна връзка – в крайна сметка $\rho_{xy} = 0{,}786$.

Задачата за оценка дали един резултат съдържа груба грешка е частен случай на много добре развитата математична теория за **проверка на статистически хипотези**.

Изказва се някаква **хипотеза**, чиято вярност трябва да проверим – например "Точка No 5 съдържа груба грешка". Т.е. трябва да изберем един от двата отговора – "**Вярна е**" или "**Не е вярна**". (В някои случаи е възможен и по-голям брой отговори – например при проверката на хипотезата "Величината *a* е равна на 2" можем да имаме едно обратно твърдение "Величината *a* не е равна на 2", но можем да имаме и две обратни твърдения : 1."Величината *a* е по-малка от 2." и 2. "Величината *a* е по-голяма от 2."). За да **приемем** или **отхвърлим** една хипотеза, трябва да имаме някакъв **критерий**.

Приемането или отхвърлянето на една хипотеза не се основава на логично доказателство, нито представлява логично доказателство за верността ѝ или опровергаването ѝ. Поради това са възможни 4 случая:

1. Хипотезата **е вярна** и **се приема**, тъй като удовлетворява критерия;

2. Хипотезата **не е вярна** и **се отхвърля**, тъй като не удовлетворява критерия;

3. Хипотезата **е вярна**, **но се отхвърля**, тъй като не удовлетворява критерия (грешка от **първи род**);

4. Хипотезата **не е вярна**, **но се приема**, тъй като удовлетворява критерия (грешка от **втори род**).

Стойността на критерия определя **вероятността** дали ще изберем правилния отговор 1 или 2, или ще направим грешка от първи или втори род.

Строгата математична теория за проверка на статистическите хипотези, на базата на функциите на разпределение и модела на определен тип извадки, предлага широк набор от критерии и статистически таблици за оценка на вероятностите за правилен или грешен отговор. Обаче единственият достоверен резултат от тези таблици е, че сумата на последните две вероятности е *точно равна на единица.*

И това е естествено, тъй като за нас, като експериментатори, е много важна една субективна оценка за **цената на грешката**, която по никакъв начин не може да бъде формализирана. Но тази цена има съвсем обективен израз, който зависи от конкретната задача. Обикновено се приема, че вероятност 0,05 (5 %) или 0,01 (1 %) истинската стойност да не се намира в оценените граници е напълно достатъчна. Но ако се касае за вероятността да се взриви един ядрен реактор, и 10^{-6} не е достатъчна.

В литературата са описани много начини за оценка на вероятността дали един резултат съдържа груба грешка. Обикновено се предполага, че е извършена една серия равноточни измервания x_i със средноквадратична неопределеност на отделното измерване σ, която може да бъде предварително известна или която се оценява от конкретната серия с помощта на ф-ла (3.18). Изчислява се средната стойност $\bar{x}$ (ф-ла (3.6)) и се изчислява величината

$$t = \left| x^* - \bar{x} \right| / \sigma \,, \qquad (3.46)$$

където x* е най-голямата или най-малката стойност в серията. Това е **нормираното максимално отклонение** от средната стойност. Публикувани са различни таблици на вероятността (като функция на стойността на *t* и на броя на измерванията *n*) в това измерване да има груба грешка. Тези таблици изглеждат много убедителни, докато не се направи опит за едни и същи стойности на *t* и *n* да се използват няколко различни таблици. Оказва се, че е възможно да бъдат получени и трите възможни отговора:

- ✓ с много голяма вероятност избраното x* съдържа груба грешка и трябва да бъде изхвърлено при по-нататъшния анализ;
- ✓ с много голяма вероятност избраното x* не съдържа груба грешка и трябва да бъде използвано при по-нататъшния анализ;

✓ стойността t е в критична област и не може да се прецени дали x* съдържа или не съдържа груба грешка.

От табл. 3.2 виждаме, че вероятността β_1 едно измерване да бъде в рамките на $\pm 3\sigma$ ($t < 3$) е $\beta_1 = 0{,}997 = (1 - 0{,}003)$. Ако обаче имаме две измервания, вероятността β_2 и двете да бъдат в интервала $\pm 3\sigma$ е

(3.47) $$\beta_2 = \beta_1.\beta_1 = (1 - 0{,}003)^2 ,$$

а при n измервания:

(3.48) $$\beta_n = (1 - 0{,}003)^n \cong 1 - 0{,}003\ n$$

при не много голямо n.

Следователно, при 10 измервания вероятността *естествено* (без да съдържат груби грешки) поне едно измерване да е с нормирано максимално отклонение $t > 3$ е вече не 0,003, а 0,03; при 100 измервания с вероятност 30 % поне едно измерване вече ще бъде извън интервала $\pm 3\sigma$.

Поради това бих препоръчал, без да гарантирам абсолютна надеждност, да се отстраняват като съдържащи груби грешки само тези измервания, за които

(3.49) $$t \geq 2{,}5 \div 3{,}5 ,$$

като по-ниската стойност се използва при брой на измерванията до $10 \div 15$, а по-високата – при $n > 50$.

Проверявайки по (3.46) и (3.49) данните от табл. 3.3 установяваме, че за точка 24 с минимална стойност 933 имп. $t = 2{,}13$, а за точка 22 с максимална стойност 1060 имп. $t = 1{,}69$. Виждаме, че нямаме никакво основание да елиминираме като съдържащ груба грешка нито един резултат от тази извадка.

Практически извод: изхвърлянето на 1 – 2 стойности от серия измервания е допустимо. Ако обаче се налага да изхвърлите 10 % от стойностите по-добре изхвърлете цялата серия, защото с изхвърлянето на 30 % можете да получите практически всеки желан резултат.

Несигурността при елиминирането по формален признак на грубите грешки още веднъж потвърждава необходимостта от особено внимание при планирането и провеждането на експериментите и обработването на резултатите.

Желателно е прехвърлянето на резултатите от измерващия комплекс към обработващия да се извършва автоматично, чрез използването на машинни носители на информация, например дискети. Това не беше спазено от автора при подготовката на табл. 3.3 и в първия вариант на ръкописа в нея точка 24 беше въведена със стойност 993. Печатни грешки са откривани дори в таблици на интеграла на вероятността!

Съвременните автоматизирани системи, които могат в продължение на денонощия да работят без да изискват намесата на оператор, съвсем не стимулират експериментаторът да стои до тях и да ги контролира с молив и милиметрова хартия. Още по-трудно е да бъде убеден началникът-администратор, че това не е разхищение на фонд "Работна заплата". Но това е най-сигурният начин за отстраняване на груби грешки, ако е забелязано, че по време на измерването осветлението е премигвало, радиото е пращяло силно или са сменяни пробите на съседния детектор.

Полезно е при продължителни измервания, например на γ-спектъра на слаба проба, да се правят междинни записи на спектрите и след приключване на цялото измерване да се проверят грубо – например по общата сума на регистрираните импулси. При наличието на автоматичен пробосменител е полезно да се усложни малко програмата на измерването, като последователно се измерват за сравнително кратки интервали време измерваната проба, контролна проба и фонът.

Дотук ние разглеждахме всеки резултат, различаващ се значително от останалите в серията, като *съдържащ груба грешка*. Мнозина просто изхвърлят такива резултати от по-нататъшен анализ, тъй като те по определение не се отнасят към изследваното явление. Ако искаме да сме по-прецизни, трябва да помним, че по-точно е по-дългото определение "резултат, различаващ се значително от останалите в серията" (сравни с руския физичен жаргон "выброс"), а не краткото "груба грешка". Поради това някои изследователи след отделянето на "изскачащите" данни обработват отделно "стандартните" и отделно от тях – "изскачащите". В някои случаи последните могат да бъдат много по-интересни, отколкото останалите. Не е трудно да си представим ситуация, когато "аномалните" наблюдения могат да се окажат най-важните находки, насочващи вниманието ни към нови ефекти.

Неопределеност на сложна функция

Рядко непосредствено измерваната стойност x е търсената величина (пряко измерване). Обикновено ни интересува стойността на величината y, която е във функционална зависимост от измерваната x (косвено измерване):

(3.50) $$y = F(x) .$$

Още по-често търсената величина зависи от няколко пряко измервани величини $x_1, x_2, ..., x_n$:

(3.51) $$y = F(x_1, x_2, ..., x_n) \equiv F(x_i) , i = 1, 2, ..., n .$$

При това трябва да отчитаме, че при измерването ние можем да търсим тази функционална зависимост само в статистически смисъл – че величината y само "средно" зависи от средната стойност на пряко измерените x_i.

Съществуват два начина за изчисляване на y:

1. Осредняваме всички пряко измерени стойности на x и заместваме средното в (3.50), за да получим стойността на y (в случай на няколко променливи осредняваме измерените стойности поотделно за всяка променлива x_i и заместваме в (3.51));

2. Всяка измерена стойност на x или x_i заместваме съответно във ф-ли (3.50) или (3.51) и след това осредняваме получените стойности на y.

Очевидно двата подхода няма да водят до еднакви резултати, но те ще са близки, ако неопределеностите при измерване стойностите на x не са много големи (а това предположение лежи в основата на всички изводи на формули за неопределености) и функцията F е сравнително гладка. Изборът на първия или втория начин на пресмятане до голяма степен зависи от удобството – при ръчно пресмятане очевидно за предпочитане е по-малко трудоемкият първи; при наличието на компютърна програма е практически безразлично. Трябва, обаче, да се помни, че в общия случай изчислените по втория начин стойности на y **няма** да имат нормално разпределение и това трябва да се отчита, ако изискването за нормалност е съществено.

За нас е особено важна и оценката Δy на неопределеността на косвено измерената величина y, като предполагаме, че имаме достатъчно надеждни

оценки за неопределеностите Δx (съответно Δx_i) на пряко измерваните величини. Приведените по-долу разсъждения са валидни при различни определения на грешките – средна, най-вероятна и т.н. Ние ще използваме средноквадратичната неопределеност $\sigma_x \equiv \Delta x$.

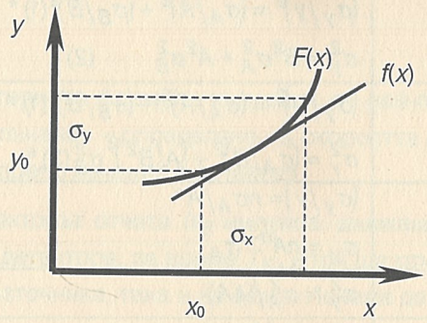
И в този случай можем да използваме два подхода:

1. Използване на подходяща функция

(3.52) $$\sigma_y = f(x)\, \sigma_x ,$$

свързваща осреднената неопределеност при измерването на x с осреднената неопределеност на y. Този подход ще наричаме *теоретичен* и можем да го приложим и тогава, когато разполагаме само с еднократно измерена стойност на x и оценена по някакъв начин неопределеност Δx. Например, ако x е броят измерени импулси, $\sigma_x = \sqrt{x}$.

2. При достатъчно голям брой стойности на y, изчислени по (3.50) или (3.51), прилагаме ф-ли (3.18) за оценка на дисперсията на отделното измерване или (3.20) – за дисперсията на средната стойност.



Фиг. 3.11. *Неопределеност на сложна функция*

Физичният смисъл на функцията $f(x)$ от ф-ла (3.52), както се вижда от илюстрацията на фиг. 3.11 е, че тя е производната на $F(x)$ и следователно можем да запишем (3.52) като

(3.53) $$\sigma_y = \left|\frac{dF(x_0)}{dx}\right| \sigma_x ,$$

където $dF(x_0)/dx$ е производната в точката x_0.

В случай на функция на много променливи (ф-ла (3.51))

(3.54) $$\sigma_y^2 = \left(\frac{\partial F}{\partial x_1}\right)^2 \sigma_{x_1}^2 + \ldots + \left(\frac{\partial F}{\partial x_n}\right)^2 \sigma_{x_n}^2 = \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial F}{\partial x_i}\right)^2 \sigma_{x_i}^2 .$$

Тази формула, следствие на теорията на пълния диференциал и известна като *формула за разпространение на неопределеностите (грешките)*, е вярна само когато променливите x_i са независими. При наличието на зависимост се налага да се отчитат и членове, съдържащи взаимно-корелационни членове σ_{xixj}, и σ_y може да се окаже значително по-голямо или по-малко.

Таблица 3.5 *Формули за оценяване на неопределеностите на някои функции*

Функционална връзка	Съотношение между средноквадратичните неопределености
$y=A+B$ $y=A-B$	$\sigma_y^2 = \sigma_A^2 + \sigma_B^2$ *
$y=nA$	$\sigma_y = n\sigma_A$
$y=A.B$	$(\sigma_y/y)^2 = (\sigma_A/A)^2 + (\sigma_B/B)^2$ (1) * $\sigma_y^2 = B^2\sigma_A^2 + A^2\sigma_B^2$ (2)
$y=A/B$	$(\sigma_y/y)^2 = (\sigma_A/A)^2 + (\sigma_B/B)^2$ (1) * $\sigma_y^2 = (\sigma_A/B)^2 + (A/B^2)^2\sigma_B^2$ (3) *
$y=A^n$	$(\sigma_y/y) = n\sigma_A/A$ * $\sigma_y = nA^{n-1}\sigma_A$
$y=\sqrt{A}$	$\sigma_y^2 = \sigma_A^2/(4A)$
$y=\ln A$	$\sigma_y = \sigma_A/A$
$y=e^A$	$\sigma_y/y = \sigma_A$

Забележка: Формула (1), която е еднаква за произведение и частно, е по-лесна за запомняне, а формули (2) и (3) са приложими при $y \cong 0$. Със * са означени основните формули, които сравнително лесно се помнят (и които

трябва да се запомнят); останалите се получават от тях чрез прости алгебрични действия.

В табл. 3.5 е показан резултатът от прилагането на (3.54) към някои прости, често използвани функции. A и B са независими променливи с абсолютни средноквадратични неопределености σ_A и σ_B съответно. Последователното им прилагане към по-сложни формули често е по-лесно, отколкото прякото използване на (3.54).

За пример да приложим (3.54) към функцията $y = A \pm B$:

$$\frac{dy}{dA} = 1; \quad \frac{dy}{dB} = \pm 1$$

$$\sigma_y^2 = (1)^2\sigma_A^2 + (\pm 1)^2\sigma_B^2$$

Оптимизиране на измерване

Оптималността става опасна, ако
се приема много сериозно.

Дж. У. Тъки

Нека приложим горните формули към един от най-простите случаи на измерване на ядрени лъчения – определяне на скоростта на броене I_S, която създава източник на ядрено лъчение в детектор.

За време T_B детекторът отчита N_B импулса, дължащи се на фона. Ако поставим източник до детектора, за време T_{S+B} той ще отчете N_{S+B} импулса, дължащи се както на източника, така и на фона. Искаме да определим:

- ✓ каква е скоростта на броене I_S, дължаща се само на източника;
- ✓ каква е средноквадратичната ѝ неопределеност σ_{I_S};
- ✓ как да разпределим общото време на измерване $T = T_{S+B} + T_B$, така че σ_{I_S} да е минимална.

Приемаме, че N_{S+B} и N_B имат само статистическа неопределеност, а времето на измерване се определя достатъчно точно, така че можем да пренебрегнем влиянието на неопределеността му върху крайния резултат.

Скоростта на броене I_B, дължаща се на фона, е:

(3.55) $$I_B = \frac{N_B}{T_B},$$

а на източника + фона I_{S+B}:

(3.56) $$I_{s+B} = \frac{N_{s+B}}{T_{s+B}}.$$

Следователно, търсената скорост на броене само от източника е:

(3.57) $$I_S = I_{S+B} - I_B.$$

Ако N_{S+B} и N_B са малки (примерно под 20 импулса), те ще се подчиняват на Поасоновото разпределение (3.26), ако са по-големи – на Гаусовото (3.36). Но и в двата случая дисперсията им ще бъде равна на стойността им (3.27, 3.37):

(3.58) $$\begin{aligned} \sigma^2_{N_{S+B}} &= N_{S+B} \\ \sigma^2_{N_B} &= N_B \end{aligned}.$$

От свойството на дисперсията (3.13) или формулата за разпространение на неопределеностите (3.54), или табл. 3.5 получаваме:

(3.59) $$\begin{aligned} \sigma^2_{I_{S+B}} &= \frac{N_{S+B}}{T^2_{S+B}} \\ \sigma^2_{I_B} &= \frac{N_B}{T^2_B} \end{aligned};$$

откъдето търсената неопределеност σ_{IS} на скоростта на броене I_S ще бъде:

(3.60) $$\sigma^2_{I_S} = \sigma^2_{I_{S+B}} + \sigma^2_{I_B} = \frac{N_{S+B}}{T^2_{S+B}} + \frac{N_B}{T^2_B} = \frac{I_{S+B}}{T_{S+B}} + \frac{I_B}{T_B};$$

Остава последната част на задачата – при какви времена T_{S+B} и T_B при ограничението

(3.61) $$T = T_{S+B} + T_B = \text{const}$$

$\sigma^2_{I_s}$ ще бъде минимално. Това ще бъде изпълнено, ако производната $d\sigma^2_{I_s}$ се нулира:

(3.62) $$d\sigma^2_{I_s} = -\frac{I_{S+B}}{T^2_{S+B}} dT_{S+B} - \frac{I_B}{T^2_B} dT_B = 0.$$

Едно, очевидно неприемливо, решение на (3.62) е $T_{S+B} \to \infty$ и $T_B \to \infty$. Ако, обаче, отчетем от (3.61), че $dT = dT_{S+B} + dT_B = 0$, получаваме търсеното решение

(3.63) $$\frac{T_{S+B}}{T_B} = \sqrt{\frac{I_{S+B}}{I_B}}.$$

Това е един интересен резултат, който ни показва, че колкото скоростта на броене от фона е по-малка в сравнение с тази на източника, толкова по-кратко време трябва да отделим за измерването му, а по-голямо – за измерването на източника (заедно с фона, разбира се). Това противоречи на "интуитивната" представа, че когато фонът е твърде малък, трябва да го измерваме по-дълго време "за да намалим неопределеността му". В този случай подсъзнателно се объркват представите за абсолютна и относителна неопределеност и не се осъзнава, че малкият фон в действителност има по-малка абсолютна неопределеност, която оказва по-малко влияние върху неопределеността на крайния резултат (при разлика квадратично се сумират абсолютните неопределености, а не относителните).

Често в практиката се случва да се измерва серия от голям брой приблизително еднакви проби. Както по-горе, можем да определим оптималното време за измерване на всяка проба и еднократно на фона. В този случай можем да очакваме, че тъй като един и същ фон ще бъде изваждан от няколко проби, ще трябва да отделим по-голямо време за измерването му.

Нека измерваме n приблизително еднакви проби и разполагаме с време

(3.64) $$T = n.T_{S+B} + T_B.$$

Искаме сумата от квадратите на неопределеностите на отделните измервания

(3.65) $$\Sigma = n\sigma_{I_S}^2 = n\left(\frac{I_{S+B}}{T_{S+B}} + \frac{I_B}{T_B}\right)$$

да бъде минимална. Поради еднаквостта на пробите приемаме, че трябва да ги измерваме за равни времена и че неопределеностите им ще бъдат равни.

Както по-горе, диференцираме израза за сумата от квадратите на неопределеностите, приравняваме го на нула и търсим връзката между диференциалите на времената на измерване, която в случая ще бъде $dT = n.dT_{S+B} + dT_B = 0$, и получаваме окончателно:

(3.66) $$\frac{T_{S+B}}{T_B} = \sqrt{\frac{I_{S+B}}{nI_B}}$$

Виждаме, че времето за измерване на фона нараства с $\sqrt{n}$ спрямо времето, което е необходимо, ако го използваме само за една проба.

Да припомним, че горните изводи са направени при две ограничения:

- ✓ фиксирано общо време за измерване;
- ✓ постоянство на фона през времето на измерване на цялата серия,

които не винаги се реализират в практиката.

По принцип е желателно ядренофизична апаратура да не се изключва. Ако няма автоматичен пробосменител или денонощно дежурство (а пробите изискват време на измерване около час, за да се достигне нужната точност), можем да оставяме апаратурата през нощта да измерва фона. Няма нищо лошо фонът да се измерва по-дълго от оценено по-горе време, стига това да не намалява времето за измерване на пробите. Но от друга страна, трябва да сме сигурни, че фонът остава постоянен. Изменението на компонентата му, дължаща се на космичното лъчение (въпреки че е известно, че космичното лъчение варира), обикновено е малко. Съществени могат да се окажат изменения на регистрирания фон в резултат на изменения на околната температура или замърсяване на детектора.

Добра практика за намаляване на вредните последствия от замърсяване на детектора е пробите предварително да се сортират по активност (определена например с портативен дозиметър) и измерването да започва с най-слабите проби.

Поради това в практиката си експериментаторът трябва да се съобразява както с минимизирането на статистическите неопределености, така и да се предпазва от систематични неопределености, които не подлежат на статистически анализ.

От (3.60), (3.61) и (3.63) получаваме необходимото време за измерване на една проба (разпределено съгласно (3.63) за измерване на пробата и фона), за да намерим чистата скорост на броене I_S с относителна неопределеност $\eta = \frac{\sigma_{I_S}}{I_S}$:

(3.67) $$T = \frac{\left(\sqrt{I_{S+B}} + \sqrt{I_B}\right)^2}{\eta^2 I_S^2}.$$

Тази формула може да се опрости в два гранични случая:

- ✓ ако скоростта на броене на пробата е много по-голяма от скоростта на броене на фона ($I_S >> I_B$):

(3.67') $$T \cong \frac{1}{\eta^2 I_S}$$

и това време се използва само за измерване на пробата. Вижда се, че за постигането на два пъти по-малка относителна неопределеност трябва да се измерва 4 пъти по-дълго време. От друга страна, неопределеността е обратно пропорционална на скоростта на броене. А тъй като в практиката обикновено ни интересува активността на измерваната проба, то е очевидно, че има смисъл да се стремим към повишаване на чувствителността на детекторната система;

- ✓ ако скоростта на броене на пробата е много малка ($I_S \cong 0$, $I_{S+B} \cong I_B$):

(3.67'') $$T \cong \frac{4I_B}{\eta^2 I_S^2}.$$

Това е случаят на регистриране на ниски активности. И в този случай постигането на по-малка относителна неопределеност се "заплаща" с квадратично увеличаване на времето на измерване, което обаче, поради коефициента 4 и малката стойност на I_S, бързо става неприемливо голямо. Увеличаването на чувствителността на детекторната система обикновено не

е ефективно, тъй като едновременно с това се повишава и скоростта на броене на фона I_B. Парадоксално е, но в някои случаи с увеличаване на чувствителността може дори да се получи загуба на точност. Поради това най-ефективно е намаляването на фона.

Метод на най-малките квадрати

Провеждайки едно измерване обикновено се предполага, че знаем функционалната зависимост

(3.68) $$y_i = F(x_j; \alpha_k) + \varepsilon_i$$

на измерените стойности y_i в i-тото поред измерване от независимите променливи x_i и параметрите α_k, "смутена" от неизбежните неопределености ε_i.

Без да ограничаваме общността и приложимостта на изложените по-долу идеи, но за по-голяма яснота и прегледност, ще говорим за стойностите y_i като за брой импулси N_i, регистрирани в последователни равни интервали време. Така например данните от табл. 3.3 можем да разглеждаме като резултат от измерване на зависимост, описвана от $F(x_j; \alpha_k)$ = const. Тогава $\varepsilon_i = N_i - \overline{N}$ ($\overline{N}$ е средната стойност) ще бъдат неопределеностите в i-тото измерване. Но не бива да забравяме, че стойността $\overline{N}$, освен случайна неопределеност (неопределеност тип A), оценявана от (3.18), може да съдържа и систематична неопределеност (неопределеност тип B).

Малко по-сложен, но все още прост, случай е например законът за преминаване на γ-лъчението през поглътител

(3.69) $$F(d; d_{1/2}, N_0) = N_0 \exp\{-d \ln 2 / d_{1/2}\},$$

където променливата d е дебелината на поглътителя, върху който попадат N_0 γ-кванта, а $d_{1/2}$ е слоят на полуотслабване – дебелината на поглътител, пропускащ през себе си средно половината от попадналите върху него γ-кванти. Така че можем да формулираме следната задача: в i последователни опита измерваме броя на преминалите N_i γ-кванти през поглътители с различна дебелина d_i и искаме да намерим стойностите на параметрите N_0 и $d_{1/2}$, и,

разбира се, оценките на неопределеностите им. Тази задача може да бъде решена по различни подходи, математичната теория на които е добре развита:

✓ чрез проверка на статистическите хипотези – търсят се тези стойности на параметрите, при които хипотезата, че $F(x_j, \alpha_k)$ описва експерименталните данни, има най-голяма вероятност да бъде вярна;

✓ чрез метода на максималното правдоподобие – търсят се тези стойности на параметрите, при които функцията $F(x_j, \alpha_k)$ е максимално правдоподобна (двете определения в действителност са еквивалентни);

✓ чрез **метода на най-малките квадрати** (МНК) – търсят се тези стойности на параметрите, при които сумата от квадратите на разликите между експериментално измерените импулси N_i и изчислените от функцията $F(x_j, \alpha_k)$ е минимална:

(3.70) $$R = \sum_{i=1}^{n} [N_i - F(x_i, \alpha_k)]^2 \Rightarrow \min,$$

където n е броят на измерванията.

В случая ние отново опростихме задачата, като приехме, че независимата променлива x е само една – дебелината на поглътителя с различни стойности x_i. Нищо не пречи, обаче, да изследваме едновременно и поглъщането в различни дебелини $x_{1,i} = d_i$, и разпадането на източника в различни моменти $x_{2,i} = t_i$, като съответно модифицираме избраната функция за описване на резултатите:

(3.71) $$F(d, t; d_{1/2}, N_0, t_{1/2}) = N_0 \exp\{-d.\ln 2/d_{1/2}\} \exp\{-t.\ln 2/t_{1/2}\},$$

където $t_{1/2}$ е периодът на полуразпадане.

Тук ние ще се ограничим само с метода на най-малките квадрати, тъй като той има проста, лесно осъзнавана идеология, сравнително удобен и добре развит математичен апарат и твърде широко приложение.

Основната идея на МНК е да се намерят стойностите α_k, при които сумата R (ф-ла (3.70)) е минимална. Очевидно това ще се постигне, ако намерим частните производни на R по всички параметри и ги приравним на нула. Така получаваме системата

$$\left|\begin{array}{l} \dfrac{\partial R}{\partial \alpha_1} = 0 \\ \dfrac{\partial R}{\partial \alpha_2} = 0 \\ \vdots \\ \dfrac{\partial R}{\partial \alpha_K} = 0 \end{array}\right. \qquad (3.72)$$

където k е общият брой параметри, които трябва да определим, решавайки я. Тази система може да бъде линейна или нелинейна.

Тук няма да изследваме въпроса, дали решението на системата дава минимум на R или напротив – максимум ($\partial F/\partial x = 0$ отговаря както на минимум на функцията F, така и на максимум или инфлексна точка). Разчитаме, че повечето функции, използвани за описване на физични закони, осигуряват търсения *минимум.*

Броят на уравненията в системата е точно равен на броя на търсените параметри. Това гарантира, че системата няма да е свръхопределена и винаги трябва да има решение. Това решение (при линейна система) ще бъде единствено, ако броят на измерванията $i \geq k$. При $i = k$ функцията ще минава точно през всички експериментални точки и $R = 0$ с точност до грешките на закръгляването при изчислителния процес (а не неопределеностите на измерването). При $i > k$ функцията няма да минава през отделните точки, но ще минава плавно покрай тях, минимизирайки сумата от квадратите на отклоненията. Това се осигурява от начина на конструиране на системата (3.72). Поради грешките на закръгляването, а и изобщо на изчислителни проблеми, може да се окаже, че в някои случаи не може да бъде намерено решение, въпреки че то теоретично съществува.

При $i < k$ детерминантата на системата се оказва тъждествено равна на нула и системата има много решения. Поради това МНК никога не бива да се прилага за търсенето на по-голям брой параметри, отколкото е броят на измерванията. Нещо повече, добрият опит по прилагане на МНК показва, че за да се намали влиянието на случайните неопределености, е желателно за всеки търсен параметър да разполагаме с 5 ÷ 10 точки.

Ще се убедим в това, ако разгледаме правите (с пукнтир), прекарани през всеки 2 точки на фиг. 3.10. Очевидно е, че за всяка права $R = 0$ и въпреки това *никоя* от тях не носи полезна информация за масива точки.

През всичките 30 точки можем да прекараме полином от 29-та степен. Отново $R = 0$ (той минава *точно* през всичките точки) и отново няма да получим никаква полезна информация.

За да се задълбочим в прилагането на МНК и в неговите особености, вече трябва да изберем по-конкретен вид на апроксимиращата функция $F(x_i; \alpha_k)$. Използването на МНК е най-лесно с линейна функция (полином) само на една променлива x:

$$y \equiv F(x, a_n) = a_n x^n + a_{n-1} x^{n-1} + \ldots + a_1 x + a_0 \qquad (3.73)$$

В този случай системата (3.72) е линейна и решаването ѝ, въпреки че често не е безпроблемно, обикновено е по-лесно, отколкото решаването на нелинейна система.

Трябва да отбележим, че прекарването на права покрай няколко точки не е логично доказателство за закона, на който се подчинява изследваният ефект. Ако изследваме връзката между тока и напрежението в една електрич-на верига (която теоретично трябва да е линейна – закон на Ом) или измене-нието на пътя при равноускорително движение (очаква се квадратична зависимост) използването на МНК ще ни даде най-вероятната стойност на съпротивлението или ускорението. Систематичното отклоняване на експери-менталните точки от намерената линейна или квадратична зависимост може да ни посочи наличието на систематични съставящи на неопределеността при провеждането на измерванията.

В много случаи изследваната физична зависимост, обаче, се описва от по-сложна нелинейна функция, при което са възможни три подхода:

1. Съставяме системата (3.72) с точната функция и решаваме получената нелинейна система. В този случай можем да получим информация за съответствието на използвания физичен закон и експерименталните данни.

Възможно е търсената функционална зависимост да се представи като $y = \Sigma\, a_n\, f_n(x)$, където $f_n(x)$ са известни функции, а се търсят стойностите на коефициентите a_n (линейна регресия).

2. *При възможност* ***линеаризираме*** *физичния закон, за да получим линейна система от типа на* (3.72). Например вместо (3.69) можем да използваме

$$\ln F = \ln N_0 - d \ln 2 / d_{1/2} . \qquad (3.74)$$

За повече подробности за линеаризирането на зависимостите вж. по-долу.

Тук само ще обърнем внимание, че не може да се очаква пълно съвпадане на резултатите в случай 1 (когато се минимизира сумата от квадратите на отклоненията на избраната функция от експерименталните точки) и в случай 2, когато се минимизира подобна сума, но от нелинейно преобразувани данни. Обикновено това няма съществено значение, но при възможност трябва да бъде проверявано във всеки конкретен случай.

Както и в случай 1 можем да получим информация за съответствието между използвания физичен закон и експерименталните данни.

3. *За описване на експерименталните данни използваме полином от подходяща степен* и с помощта на системата (3.72) намираме коефициентите на този полином.

Полином може да се използва и когато не е известен точният физичен закон, например енергетичната калибровка (която е близка до линейната, но не е точно линейна) или калибровката по ефективност (която е силно нелинейна, но няма точен аналитичен израз).

В тези случаи видът на апроксимиращата функция не носи информация за физичния закон, но числените стойности на полинома (разбира се със съответните им неопределености) могат да се използват за сравняване на резултатите от различни серии измервания, за определяне на мястото и стойността на минимум или максимум, за усредняване, интерполиране (при особено внимание – и за екстраполиране), за оценяване на тенденциите и търсене на физичен модел за обясняване на резултатите от измерването.

Прекарване на права по метода на най-малките квадрати

Нека първо разгледаме най-простия случай, когато

(3.75) $$F(x_j; \alpha_k) = a = \text{const}$$

за описване на извадка от n резултата от измервания, например от типа на посочените в табл. 3.3. Всяка измерена стойност y_i се отличава от

константата a с $\varepsilon_i = (a - y_i)$. Искаме сумата от квадратите на тези отклонения

(3.76) $$R = \sum_{i=1}^{n} (y_i - a)^2$$

да е минимална. Тъй като търсим само един параметър, трябва да диференцираме (3.76) само веднъж по a и да приравним производната на нула:

(3.77) $$\frac{dR}{da} = \sum 2(y_i - a)(-1) = 0$$

(За опростяване на записа тук и по-долу ще пропускаме сумационния индекс и границите на сумиране, като помним, че то се извършва винаги по i от 1 до n).

Оттук получаваме, че

(3.78) $$a.n = \sum y_i \text{ или } a = \frac{\sum y_i}{n},$$

тъй като $\Sigma\, a = a \Sigma\, 1 = a.n$.

Виждаме, че намерената по МНК стойност на константата е равна на определената съгласно (3.6) средна стойност.

За да намерим средноквадратичната неопределеност на a трябва да отчетем, че средноквадратичната неопределеност на величината y_i е $\sqrt{y_i}$ поради нормалното ѝ разпределение (ако y_i е брой импулси; ако е нещо друго следващите формули са неприложими, а трябва да използваме подходяща оценка на неопределеността и закона за разпространение на неопределеностите). Като използваме (3.54) или табл. 3.5 получаваме

(3.79) $$\sigma_a^2 = \frac{1}{n^2} \sum y_i \,.$$

Сравнявайки този израз с израза за дисперсията на средна стойност (3.20) виждаме, че те се различават с коефициентите $\frac{1}{n^2}$ и $\frac{1}{n(n-1)}$, тъй като не сме отчели възникването на една връзка между стойностите на y_i поради осредняването им.

Поради това правилно е вместо (3.79) да използваме

(3.80) $$\sigma_a^2 = \frac{1}{n(n-1)} \sum y_i \,,$$

която коректно отразява невъзможността да определим експериментално дисперсията само по една измерена точка.

Сега вече ще разгледаме реалния случай, когато

(3.81) $$y \equiv F(x;\, \alpha_1,\, \alpha_2) = a\,x + b\,.$$

Съставяме сумата от квадратите на разликите между измерените стойности y_i и стойността на функцията, с която искаме да ги опишем, при съответните x_i

(3.82) $$R = \sum (y_i - a x_i - b)^2$$

и търсим стойностите на коефициентите a и b, при които тя ще има минимум.

Следвайки описаната по-горе процедура, диференцираме по a и b, приравняваме производните на нула и получаваме системата

(3.83) $$\begin{vmatrix} a\sum x_i^2 + b\sum x_i = \sum x_i y_i \\ a\sum x_i + bn = \sum y_i \end{vmatrix}$$

Тази система, поне теоретично, може да се реши лесно.

Удобни формули за изчисляване на коефициентите на правата, заедно с дисперсиите им, са приведени по-долу в табл. 3.6. Те са приложими и при неравноточни измервания, когато на отделните точки са приписани тегла w_i. Приведени са и формули за частния случай на права с уравнение $y = a\,x$. Този случай е полезен, когато от характера на изследваното явление знаем, че правата трябва да мине през началото на координатната система. Среща се често, например при градуиране на уреди.

Величината R (ф-ла (3.82)), изчислена при оценените стойности на коефициентите a и b, е мярка за неопределеността, възникваща при апроксимиране на извадката с права. Съгласно общите правила, обикновената неотместена оценка на дисперсията σ^2 на апроксимацията е

(3.84) $$\sigma^2 = \frac{R}{n-1} = \frac{\sum (y_i - a x_i - b)^2}{n-2}\,.$$

Множителят $1/(n-2)$ отразява наличието на две връзки (оценките на a и b) между n независими измервания в извадката.

Тази оценка трябва да съвпада приблизително с оценката на дисперсията на отделното измерване.

Приведените в табл. 3.6 неопределености на коефициентите на правата могат да бъдат разглеждани като експериментални. Те зависят от реално наблюдаваните отклонения на експерименталните точки от апроксимиращата права и включват както случайните съставящи на неопределеностите на самите експериментални данни, така и съставящата на неопределеността, дължаща се на апроксимацията (съответствието на апроксимиращата права с физичния закон). Поради това е полезно да се изведат формули за теоретичната неопределеност на коефициентите a и b, получени чрез решаването на системата (3.83). Това става лесно, когато се предположи нормално разпределение на измерените бройки y_i със средноквадратична неопределеност $\sigma = \sqrt{y_i}$ и се използват формулите от табл. 3.5. Ако при сравняването на експерименталните и теоретичните неопределености за една и съща извадка експериментални стойности, се установи, че те се различават силно, трябва да се изясни причината.

Таблица 3.6 *Формули за определяне на коефициентите на права по метода на най-малките квадрати*

Изходни данни: n точки (x_i, y_i) .

Случай на данни с еднакви статистически тегла

Права $y = a\,x + b$

$$a = \frac{1}{D}\sum (x_i - \bar{x}) y_i \; ; \quad (\sigma_a)^2 \cong \frac{1}{D}\frac{R}{n-2},$$

$$b = \bar{y} - a\bar{x}; \quad (\sigma_b)^2 \cong \left(\frac{1}{n} + \frac{(\bar{x})^2}{D}\right)\frac{R}{n-2},$$

$$\bar{x} = \frac{1}{n}\sum x_i \; ; \quad \bar{y}\,(\sigma_a)^2 \cong \frac{1}{D}\frac{R}{n-2},$$

$$D = \sum (x_i - \bar{x})^2; \quad R = \sum (y_i - a x_i - b)^2 .$$

Права $y = a\,x$

$$a = \frac{\sum x_i y_i}{\sum x_i^2}; \quad (\sigma_a)^2 \cong \frac{1}{\sum x_i^2}\frac{\sum (y - a x_i)^2}{n-1}$$

Случай на данни с различни статистически тегла w_i

$$a = \frac{1}{D_w}\sum w_i (x_i - \bar{x}) y_i \; ; \quad (\sigma_a)^2 \cong \frac{1}{D_w}\frac{R_w}{n-2},$$

$$b = \bar{y} - a\bar{x}; \quad (\sigma_b)^2 = \left(\frac{1}{\sum w_i} + \frac{(\bar{x})^2}{D_w}\right)\frac{R_w}{n-2};$$

$$\bar{x} = \frac{\sum w_i x_i}{\sum w_i}; \quad \bar{y} = \frac{\sum w_i y_i}{\sum w_i} \quad ;$$

$$D_w = \sum w_i (x_i - \bar{x})^2; \quad R_w = \sum w_i (y_i - a x_i - b)^2 .$$

Права $y = a\,x$.

$$a = \frac{\sum w_i x_i y_i}{\sum w_i x_i^2}; \quad (\sigma_a)^2 = \frac{1}{\sum w_i x_i^2}\frac{\sum w_i (y_i - a x_i)^2}{n-1}$$

Тук и по-долу предполагаме, че независимата променлива x_i. е определена точно (без неопределеност), а зависимата y_i. има неопределеност с нор-

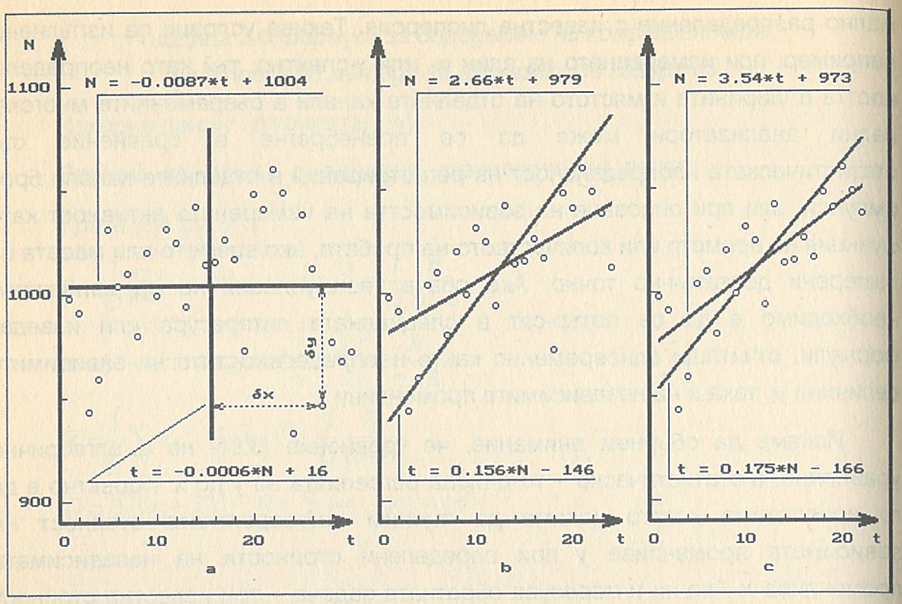
мално разпределение с известна дисперсия. Такива условия са изпълнени, например, при измерването на един α- или γ-спектър, тъй като неопределеността в ширината и мястото на отделните канали в съвременните многоканални анализатори може да се пренебрегне в сравнение със статистическата неопределеност на регистрирания в отделните канали брой импулси, или при описване на зависимостта на измерената активност като функция на времето или количеството на пробата, ако времето или масата са измерени достатъч-но точно. Ако обаче тези условия не са изпълнени, необходимо е да се потър-сят в специалната литература или изведат формули, отчитащи едновременно както неопределеностите на зависимите величини y_i, така и на независимите променливи x_i.

Искаме да обърнем внимание, че уравнение (3.81) не е алгебрично уравнение, а статистическо – то описва регресията на y по x. Коректно е да го използваме когато искаме да оценим най-вероятната стойност на зависимата променлива y при определени стойности на независимата променлива x. Ако ни интересува обратната задача – при известна стойност на зависимата променлива y да оценим най-вероятната стойност на независимата променлива x, не е коректно да решим алгебрично (3.81). Трябва да проведем същата процедура на съставяне и решаване на системата (3.83), но с разменени места на x_i. и y_i. и вече да използваме уравнение

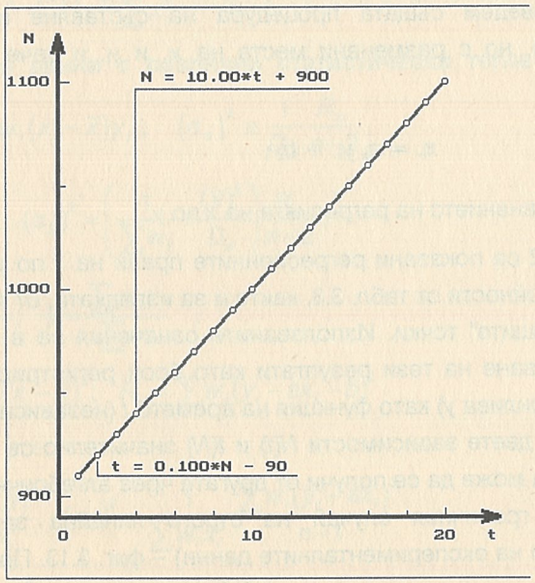
$$x_i. = a_x\, y_i. + b_x \, , \qquad (3.85)$$

което вече е уравнението на регресията на x по y.

На фиг. 3.12 са показани регресионните прави на x по y и на y по x за пълния набор стойности от табл. 3.3, както и за извадката, от която са отстранени "неподходящите" точки. Използваните означения са в съответствие с избраното тълкуване на тези резултати като брой регистрирани импулси N (зависима променлива y) като функция на времето t (независима променлива x). Вижда се, че двете зависимости $N(t)$ и $t(N)$ значително се различават. Те съвпадат (едната може да се получи от другата чрез алгебрично решаване на (3.81)) само в граничния случай на строго линейна зависимост (без неопределености на експерименталните данни) – фиг. 3.13. Причината е, че в единия случай минимизираме разликите δx^2 , а в другия – δy^2.



Фиг. 3.12. *Линейна регресия на "експерименталните" данни от табл. 3.3 със смяна на местата на зависимата и независимата променливи.*



Фиг. 3.13. *Линейна регресия в случая, когато "експерименталните" данни са от линейна зависимост без неопределености*

Някои полезни съвети

Аналогично на (3.83) можем да получим системата

$$(3.86)\qquad \begin{aligned} a\sum x_i^4 + b\sum x_i^3 + c\sum x_i^2 &= \sum x_i^2 y_i \\ a\sum x_i^3 + b\sum x_i^2 + c\sum x_i &= \sum x_i y_i \\ a\sum x_i^2 + b\sum x_i + c.n &= \sum y_i \end{aligned}$$

чрез решаването на която получаваме коефициентите на полином от 2-ра степен, описващ n експериментални данни (x_i, y_i)

$$(3.87)\qquad y = a x^2 + b x + c\,.$$

Както и (3.83) тази система, поне теоретично, може да се реши лесно. Тук, обаче, ще покажем, че често практическото й решаване се сблъсква с големи трудности.

Нека предположим, че в областта между канали с номера между 3995 и 4005 искаме да опишем фона по $n = 11$ точки с полином от втора степен. Тогава

$$\begin{aligned} \sum x_i^4 &= 2\,816\,010\,560\,001\,958 \cong 2{,}82.10^{15} \\ \sum x_i^3 &= 704\,001\,320\,000 \cong 7{,}04.10^{11} \\ \sum x_i^2 &= 176\,000\,110 \cong 1{,}76.10^{8} \\ \sum x_i &= 44\,000 = 4{,}40.10^{4} \\ n &= 11 = 11 \end{aligned}$$

Която и да е “нормална” програма за решаване на система линейни уравнения, на която предложите да решава системата (3.86) с тези коефициенти, ще ви отговори категорично (ако не направи грешка от закръгляване), че детерминантата е нула и системата има безброй много решения. И ще бъде съвсем права, тъй като ще й се наложи да събира и изважда числа от порядъка на 10^{24} , които се различават само в единиците и

десетиците. Независимо, че вие знаете от теорията, че тя има само едно единствено решение, което ви е необходимо.

За избягване на тези проблеми е достатъчно стойностите на независимата променлива x_i да бъдат центрирани около средната им стойност $\bar{x}$; т.е. да се използват нови променливи

$$x_i' = x_i - \bar{x} \tag{3.88}$$

При тази смяна коефициентите на системата линейни уравнения са най-добре "балансирани", системата има най-стабилно решение и оценките на неопределеностите са минимални.

Особено лесни за използване формули се получават, ако стойностите на x са целочислени, например номера на канали. Тогава

$$\begin{aligned} x_i' &= 0, \pm 1, \pm 2, \quad , \pm k && \text{при n нечетно} \\ x_i' &= 0{,}5, \pm 1{,}5, \pm 2{,}5, \quad , \pm k && \text{при n четно} \\ k &= (n-1)/2 \end{aligned} \tag{3.89}$$

В този случай всички суми, съдържащи нечетните степени на x_i' ($\sum x_i'$, $\sum x_i'^3$ и т.н. при използване на полиноми от по-високи степени) са тъждествено равни на нула и системите (3.83) за определяне на коефициентите на права и (3.86) за определяне на коефициентите на полином от 2-ра степен се опростяват съответно до

$$\begin{aligned} a' \sum_{i=-k}^{k} x_i'^2 &= \sum_{i=-k}^{k} x_i' y_i \\ b'.n &= \sum_{i=-k}^{k} y_i \end{aligned} \tag{3.90}$$

и

$$\begin{aligned} a' \sum_{i=-k}^{k} x_i'^4 + c' \sum_{i=-k}^{k} x_i'^2 &= \sum_{i=-k}^{k} x_i'^2 y_i \\ b' \sum_{i=-k}^{k} x_i'^2 &= \sum_{i=-k}^{k} x_i' y_i \\ a' \sum_{i=-k}^{k} x_i'^2 + c'.n &= \sum_{i=-k}^{k} y_i \end{aligned} \tag{3.91}$$

Прилагайки (3.90) към пълната извадка от табл. 3.3, получаваме

$$\begin{aligned} a' &= \frac{\sum x_i' y_i}{\sum x_i'^2} = -0{,}0087; \qquad \sigma_{a'} = \frac{\sqrt{\sum x_i'^2 y_i}}{\sum x_i'^2} = 0{,}66 \\ b' &= \frac{\sum y_i}{n} = \bar{y} = 1003{,}8; \qquad \sigma_{b'} = \sqrt{\frac{\sum y_i}{n(n-1)}} = 5{,}9 \end{aligned} \tag{3.92}$$

За да се върнем към изходните стойности на x_i, използваме, че за всяко x трябва да е изпълнено

$$a\,x + b = a'x' + b', \tag{3.93}$$

откъдето

$$a = a'; \; b = b' - a\,x. \tag{3.94}$$

В приведените в табл. 3.6 формули е използван точно този подход за минимизиране на неопределеностите, а неопределеностите, оценени с помощта на (3.92), можем да разглеждаме като теоретични.

Съответно решението на система (3.91) за полином от 2-ра степен е:

$$\begin{aligned} a' &= \frac{15 \sum_{i=-k}^{k} y_i \left(12 x_i'^2 - n^2 + 1\right)}{n^5 - 5n^3 + 4n} \\ b' &= \frac{12 \sum_{i=-k}^{k} x' y_i}{n\left(n^2 - 1\right)} \\ c' &= \frac{3 \sum_{i=-k}^{k} y_i \left(20 x_i'^2 - 3n^2 + 7\right)}{16n - 4n^3} \end{aligned} \tag{3.95}$$

Това решение се получава, като се вземе предвид, че

$$\begin{aligned} \sum_{i=-k}^{k} x_i'^2 &= \frac{n\left(n^2 - 1\right)}{12} \\ \sum_{i=-k}^{k} x_i'^4 &= \frac{n\left(n^2 - 1\right)}{12} \cdot \frac{3n^2 - 7}{20} \end{aligned} \tag{3.96}$$

Стойностите на сумите се заместват в решението на системата (3.91), получено например чрез Гаусово елиминиране. Получените изрази се опростяват алгебрично.

Този подход илюстрира, че не винаги директното използване на стандартни подпрограми (например за решаване на система линейни уравнения) е целесъобразно.

Линеаризиране при метода на най-малките квадрати

Както беше отбелязано по-горе, прилагането на метода на най-малките квадрати е най-лесно, ако физичният закон, описващ експерименталните стойности, е линеен по отношение на търсените параметри и води до решаването на система линейни уравнения. Примери за такива зависимости са показани в табл. 3.7.

Таблица 3.7. *Физични модели, водещи до система линейни уравнения*

$y = a + bx$
$y = a_0 + a_1 x_1 + a_2 x_2 + \ldots$
$y = a_0 + a_1 x \ + a_2 x^2 \ + \ldots$
$y = a_0 + a_1 x_1 + a_2 x_2 + \ldots + b_1 x_1^2 + b_2 x_2^2 + \ldots + a_{12} x_1 x_2 + a_{13} x_1 x_3 + \ldots +$ $+ b_{12} x_1^2 x_2 + b_{21} x_1 x_2^2 + \ldots$

Тук с a, a_0 , a_1 , ..., b, b_1 , ... са означени параметрите, които трябва да бъдат определени, а x, x_1 , x_2 , ... са независимите променливи.

В табл. 3.8 са посочени някои преобразувания, които позволяват методът на най-малките квадрати да доведе до система линейни уравнения, въпреки че прякото прилагане на физичния закон води до нелинейна система. Този подход в руско-езичната литература е известен и като "выравнивание".

Таблица 3.8 Някои линеаризиращи преобразования

Функция	Преобразуване на променливите		Изрази за коефициентите	
	y'	x'	b'_0	b'_1
$y=b_0+b_1/x$	y	$1/x$	b_0	b_1
$y=1/(b_0+b_1x)$	$1/y$	x	b_0	b_1
$y=x/(b_0+b_1x)$	x/y	x	b_0	b_1
$y=b_0b_1^{\,x}$	$\ln y$	x	$\ln b_0$	$\ln b_1$
$y= b_0\exp\{b_1x\}$	$\ln y$	x	$\ln b_0$	b_1
$y=1/(b_0+b_1e^{-x})$	$1/y$	e^{-x}	b_0	b_1
$y= b_0x^{b1}$	$\ln y$	$\ln x$	$\ln b_0$	b_1
$y= b_0+b_1\ln x$	y	$\ln x$	b_0	b_1
$y= b_0/(b_1+x)$	$1/y$	x	b_1/b_0	$1/\ b_0$
$y= b_0x/(b_1+x)$	$1/y$	$1/x$	b_1/b_0	$1/\ b_0$
$y= b_0\exp\{b_1/x\}$	$\ln y$	$1/x$	$\ln b_0$	b_1
$y= b_0+ b_1x^n$	y	x^n	b_0	b_1

В някои случаи може да се приложи и следният подход. Определя се приближено един от търсените параметри, след което стойността му се замества в аналитичната формула, описваща измерените данни. След това методът на най-малките квадрати се прилага върху "остатъка" от формулата.

Нека разгледаме по-подробно, като пример, описване на извадката с

(3.97) $$y = a\,x^b + c\,.$$

Ако измерените стойности са точни, избираме три от тях

$$y_1 = a\,x_1^{\,b} + c$$

(3.98) $$y_2 = a\,x_2^{\,b} + c \quad ,$$

$$y_3 = a\, x_3^{\,b} + c$$

така че независимите стойности на аргумента да образуват *геометрична прогресия*, т.е. да е изпълнено

(3.99) $$x_2 : x_1 = x_3 : x_2 .$$

Лесно се проверява, че при тези условия

(3.100) $$c = (y_1\, y_3 - y_2^{\,2}) \,/\, (y_1 + y_3 - 2\, y_2) .$$

След определянето на параметъра c извършваме преобразуване

(3.101) $$x' = \lg x \,;\; y' = \lg (y - c)$$

и получаваме формулата

(3.102) $$y' = b\, x' + \lg a = b\, x' + b_1 ,$$

където сме положили $b_1 = \lg a$. Към тази формула вече можем да приложим стандартната процедура на метода на най-малките квадрати, която ще ни доведе до система линейни уравнения.

По подобен начин можем да постъпим и при физичен закон, водещ до зависимост

(3.103) $$y = a \exp \{b\, x\} + c .$$

Ако избраните стойности на аргумента образуват *аритметична прогресия*

(3.104) $$x_2 - x_1 = x_3 - x_2 ,$$

то

(3.105) $$c = (y_1\, y_3 - y_2^{\,2}) \,/\, (y_3 + y_1 - 2\, y_2)$$

и чрез преобразуването

(3.106) $$y' = \ln(y - c) = b\, x + \ln a$$

отново достигаме до линейна система за определяне на останалите параметри a и b.

Този подход очевидно не минимизира квадрата на отклоненията и следва да се използва много предпазливо. Той е нестабилен, малки неопределености в използваните стойности на y_1 , y_2 и y_3 , особено ако знаменателите в (3.100) и (3.105) са малки, могат да доведат до големи неопределености в опре-делянето на c, а оттам – и на останалите параметри. Известно намаляване на неопределеността се постига, ако стойностите на x_1 , x_2 и x_3 , удовлетворяващи (3.99) или (3.104), са по възможност по-далеч една от друга или ако оценката на c се прави по няколко тройки стойности на y_i и се осредни.

Определяне на подложката под линията на пълно поглъщане

Типичната форма на линия на пълно поглъщане на енергията върху подложка от непрекъснато разпределени импулси е показана на фиг. 3.14. За да определим чистата площ N на линията, най-напред можем да сумираме импулсите между каналите X_2 и X_3, които ограничават линията, и да получим общата площ G:

(3.107) $$G = \sum_{i=X_2}^{X_3} y_i ,$$

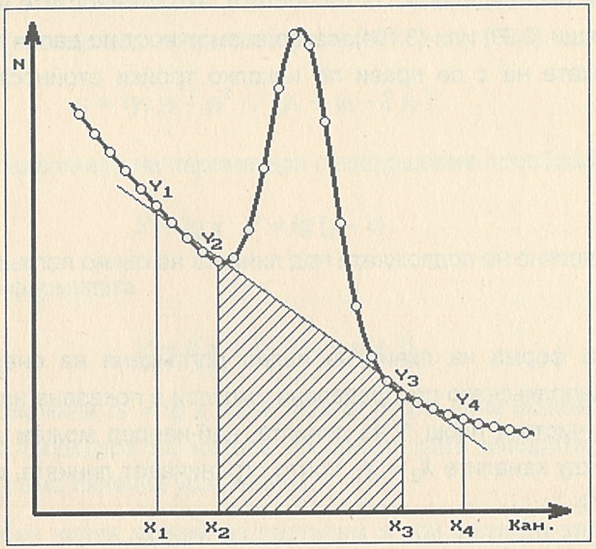
където y_i е измереният брой импулси в i-тия канал. Ако това е наистина измереният брой импулси (не сме извършвали някакви математични преобразования, например изваждане на фон или разделяне на времето на измерване), средноквадратичната неопределеност σ_i^2 на y_i ще бъде $\sigma_i^2 = y_i$ и следователно неопределеността σ_G на общата площ ще бъде:

(3.108) $$\sigma_G^2 = \sum_{i=X_2}^{X_3} \sigma_i^2 = \sum_{i=X_2}^{X_3} y_i = G .$$

При използването на полупроводникови детектори обикновено е достатъчно подложката да се апроксимира с права линия. Трябва да намерим площта B на защрихования трапец $X_2 Y_2 Y_3 X_3$, която да бъде

извадена от общия брой импулси между каналите X_2 и X_3 , за да получим чистата площ N на линията на пълно поглъщане

(3.109) $$N = G - B\,.$$



Фиг. 3.14. *Типична форма на линия на пълно поглъщане върху подложка от непрекъснато разпределени импулси.*

За целта можем да прекараме права по метода на най-малките квадрати през измерените стойности между каналите $X_1 \div X_2$ и $X_3 \div X_4$. Нека тя да има коефициенти a и b. Тогава търсената площ на подложката е:

(3.110) $$B = (a.X_2 + a.X_3 + 2b)\,(X_3 - X_2\,) \,/\, 2\,.$$

Коефициентите a и b могат да бъдат определени, например, по метода на най-малките квадрати (с помощта на формулите от табл. 3.6), като се използва броя на импулсите, регистрирани в каналите от X_1 до X_2 и от X_3 до X_4. Разбира се, трябва да се оцени и неопределеността на тази площ. Вижда се, че това е една тежка процедура, която може да бъде програмирана и изпълнена от персонален компютър.

Ако, обаче, за определяне на подложката изберем равен брой канали в ляво и дясно от линията на пълно поглъщане ($X_2 - X_1 = X_4 - X_3$), лесно се вижда, че средната основа на трапеца е точно равна на

(3.111) $$\bar{y} = \frac{\sum_{i=x_1}^{x_2} y_i + \sum_{i=x_3}^{x_4} y_i}{2(X_2 - X_1 + 1)} = \frac{\sum_{i=x_1}^{x_2} y_i + \sum_{i=x_3}^{x_4} y_i}{n}\,,$$

където n е броят на каналите, от които определяме подложката. Следователно

(3.112) $$B = \bar{y}\,(X_3 - X_2 + 1) = \bar{y}.m\,,$$

където m е броят на каналите, между които определяме чистата площ.

Този израз, в сравнение с прякото прилагане на метода на най-малките квадрати, освен че се пресмята по-лесно, води до по-малка оценка за неопределеността на площта на подложката. Неопределеността на $\bar{y}$ е :

(3.113) $$\sigma_{\bar{y}}^2 = \frac{\bar{y}}{n} = \frac{B}{n.m}\,,$$

откъдето за неопределеността σ_B на подложката получаваме

(3.114) $$\sigma_B^2 = \sigma_{\bar{y}}^2.m^2 = \frac{B.m^2}{n.m} = B.\frac{m}{n}\,.$$

Така получаваме окончателно

(3.115) $$\sigma_N^2 = \sigma_G^2 + \sigma_B^2 = G + B.\frac{m}{n}\,.$$

Само ако $m = n$ (един и същ брой канали се използва както за определяне на подложката, така и на общата площ, и при това този брой канали е четен, разпределен по равно от двете страни и за линията, и за подложката) формула (3.115) приема още по-прост вид:

(3.116) $$\sigma_N^2 = G + B\,,$$

която на външен вид много прилича да е изведена с просто прилагане на извода, че средноквадратичното отклонение е равно на квадратния корен от регистрирания брой импулси. Затова този израз често се привежда в публикации, в справочници и дори в стандарти, като се изпускат ограниченията, при които той е валиден.

4. ЯДРЕНИ ЛЪЧЕНИЯ

В природата са известни 4 вида взаимодействия – силно, електромагнит-но, слабо и гравитационно. На тях се дължат всички наблюдавани процеси. Тук ще разгледаме само тези техни проявления, които имат значение за настоящата монография по практическа метрология на ядрените лъчения – пораждането на най-често използваните в практиката лъчения и свойствата им, използвани за измерването им.

Терминът *взаимодействие* ще използваме в два смисъла:

✓ по-общо като едно от споменатите по-горе взаимодействия;

✓ като процес, при който определен вид лъчение реагира със средата и предизвиква изменения във веществото.

Забележка: Тук и по-долу под *енергия* ще разбираме само кинетичната енергия на частиците или енергията на възбуждане, без да включваме и енергията на покой. Изрично ще бъде подчертавано, когато се използва понятието *пълна енергия*. В някои учебници и публикации се използва обратното споразумение – под *енергия* се подразбира *пълната енергия* и се разграничава от *кинетичната енергия*.

В БДС ISO 31-9 от 1994 год. са приети следните определения на величини:

✓ Q_α – *енергия на алфа-радиоактивно превръщане (разпадане)* – сумата от кинетичната енергия на алфа-частицата, получена при алфа-радиоактивното разпадане и откатната енергия на дъщерния атом в отправната система, в която излъчващото ядро е било в покой преди разпадането. Енергията на алфа-разпадане за основното състояние $Q_{\alpha,0}$ включва също и енергията на евентуалното гама-лъчение;

✓ E_β – *максимална енергия на бета-частица* – максималната енергия в енергийния спектър при бета-радиоактивно превръщане. За съжаление това означение е неудачно, тъй като то е естественото за означаване на кинетичната енергия на отделна бета-частица. Поради това ще направим отстъпление от стандарта и с E_β ще означаваме кинетичната енергия на отделна частица, а с E_β^{max} – максималната енергия;

✓ Q_β – *енергия на бета-превръщане (разпадане)* – сумата от максималната енергия на бета-частиците E_β^{max} и откатната енергия на дъщерния атом в отправната система, в която излъчващото ядро е било в покой преди разпадането. За източници на позитрони към тази сума се прибавя и енергията за създаването на двойка електрон-позитрон. Енергията на бета-разпадане за основното състояние $Q_{\beta,0}$ включва също и енергията на евентуалното гама-лъчение.

РАДИОАКТИВНОСТ НА ЯДРАТА

Алфа-разпадане

Алфа-частиците се състоят от здраво свързани в плътен пакет 2 протона и 2 неутрона. Те се излъчват от ядрата като нещо цяло, и също така като цяло си взаимодействат с веществото. Поради това в много случаи продължаваме да ги разглеждаме като една елементарна частица със заряд +2 елементарни електрични заряда и масово число 4 (маса 4,0015 а.е.м.). От заряда и масовото число на α-частицата лесно се установява, че в действителност тя е ядрото на най-разпространения изотоп на хелия $^4_2\mathrm{He}$.

За редица достатъчно тежки ядра е енергетично изгоден процесът *α-разпадане*, при който ядро с масово число A и заряд Z излъчва α-частица:

$$(A,Z) \rightarrow (A-4,\ Z-2) + {}^4_2\mathrm{He}\ , \qquad (4.1)$$

като се получава ново ядро с масово число $A - 4$ и заряд $Z - 2$; т.е. ядро на елемент, който стои на две клетки вляво в Менделеевата таблица. Това са следствия на законите за запазване на електричния и барионния заряд. Най-често α-радиоактивността се наблюдава при ядра със $Z > 82$ (по-тежки от оловото), а като изключение – при някои редкоземни елементи (например $^{146}_{62}\mathrm{Sm}$, $^{147}_{62}\mathrm{Sm}$, $^{150}_{64}\mathrm{Gd}$ и др.), при $^{190}_{78}\mathrm{Pt}$ и при някои изкуствено получавани ядра с голям недостиг на неутрони (неутронно-дефицитни ядра).

Типични α-разпадания са:

$$^{238}_{92}\mathrm{U} \longrightarrow {}^{234}_{90}\mathrm{Th} + {}^4_2\alpha$$

(4.2) $^{212}_{84}\mathrm{Po(ThC')} \longrightarrow {}^{208}_{82}\mathrm{Pb} + {}^{4}_{2}\alpha$

$^{214}_{84}\mathrm{Po(RaC')} \longrightarrow {}^{210}_{82}\mathrm{Pb} + {}^{4}_{2}\alpha$

Периодите на полуразпадане $T_{1/2}$ на α-радиоактивните нуклиди са в границите от 10^{10} години до 10^{-7} s, а енергиите (кинетичните) E_α на изпусканите α-частици са в много тесни граници (между 4 и 9 MeV). Изключение правят няколко нуклида, като с най-ниска енергия са α-частиците от $^{144}_{60}\mathrm{Nd}$ – E_α = 1,8 Mev и $T_{1/2} = 5.10^{15}$ год.

Спектърът на α-лъчението е линеен (дискретен) – всеки нуклид излъчва една или няколко групи α-частици с точно определена енергия, определящи т.н. *фина структура на α-спектрите*. Тя може да бъде наблюдавана с точните методи на α-спектрометрията, използващи магнитни α-спектрометри или полупроводникови детектори за α-частици.

Пример за спектралния състав на α-лъчението от някои нуклиди е показан в табл. 4.1. Под *добив* се разбира вероятността за излъчване на α-частица при едно радиоактивно разпадане. Обикновено се изразява в проценти.

Алфа-разпадането протича под действието на силното взаимодействие. Поради това за α-преходите трябва да се изпълняват законите за запазване на енергията, на импулса, на електричния заряд, на момента на импулса, на барионния заряд, на четността и на изотопичния спин.

Алфа-разпадането е енергетично възможно, ако енергията (масата) на изходното (майчиното) ядро $M(A, Z)$ е по-голяма от тази на продуктите на прехода – дъщерното ядро $M(A-4, Z-2)$ и α-частицата $M(4, 2)$:

(4.3) $$Q_\alpha = [\, M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M(4, 2)]c^2 > 0.$$

Енергията Q_α се разпределя като кинетична енергия между дъщерното ядро $E_{яд}$ и α-частицата E_α ($Q_\alpha = E_{яд} + E_\alpha$). Съгласно закона за запазване на импулса:

(4.4) $$\mathbf{P}_\alpha + \mathbf{P}_{яд} = \mathbf{P}(A, Z)\,.$$

Ако майчиното ядро е било в покой $\mathbf{P}(A, Z) = 0$, тогава

(4.5) $$E_\alpha = Q_\alpha \frac{M_{яд}}{M_{яд} + M_\alpha}, \qquad E_{яд} = Q_\alpha \frac{M_\alpha}{M_{яд} + M_\alpha}.$$

Таблица 4.1. *Енергия на α-частиците от някои нуклиди*

^{212}Bi (ThC)		^{212}Po (ThC')		^{214}Po (RaC')	
Енергия, MeV	Добив, %	Енергия, MeV	Добив, %	Енергия, MeV	Добив, %
6,086	27,2	8,78	100	7,680	100
6,047	69,9	9,492	0,0035	8,277	4.10^{-5}
5,765	1,7	10,422	0,002	8,938	4.10^{-5}
5,622	≅0,15	10,543	0,018	9,065	$2,2.10^{-3}$
5,603	1,1			9,313	4.10^{-5}
5,481	≅0,016			9,489	$1,4.10^{-4}$
				9,657	4.10^{-5}
				9,779	$1,1.10^{-4}$
				9,905	4.10^{-5}
				10,074	$1,7.10^{-4}$
				10,146	4.10^{-5}
				10,326	$1,1.10^{-4}$
				10,526	2.10^{-5}

Основната част от енергията, отделяща се при α-прехода, се отнася от α-частицата; тежките ядра получават около 2 % от енергията на прехода.

От закона за запазване на изотопичния спин **T** следва, че майчиното и дъщерното ядро трябва да имат еднакъв изотопичен спин, тъй като изотопичния спин на α-частицата $\mathbf{T}_\alpha = 0$. От закона за запазване на четността P и момента на импулса **I** следва, че четността и спинът (P_M и $\mathbf{I}_M$) на майчиното и

дъщерното ($P_Д$ и $I_Д$) ядра трябва да са свързани с орбиталния момент l_α на α-частицата чрез съотношенията

(4.6) $$|I_М - I_Д| < I_\alpha < I_М - I_Д \; ; \; P_М / P_Д = (-1)^{l_\alpha} \; ,$$

тъй като $P_\alpha = +1$ и $I_\alpha = 0$.

Още първите изследвания на α-частиците показват, че освен многото частици (изпускани от един нуклид) с приблизително еднакви пробези, съществуват и малък брой с по-дълъг пробег (дългопробежни α-частици). В първо приближение пробегът R на α-частиците във въздух (в cm) зависи от енергията им T_α (в MeV)

(4.7) $$R = 0{,}3\, T^{3/2} \, .$$

Следователно дългопробежните α-частици имат по-висока енергия.

Графично схемите на разпадане на някои α-радионуклиди са показани на фиг. 4.1 и 4.2.

Излъчването на основната група α-частици с определена енергия е след-ствие на преход от основното състояние на матерния нуклид към основното състояние на дъщерния нуклид. Обикновено дъщерният нуклид (както е пока-зано на фиг. 4.1) има редица възбудени състояния с енергии, близки до енер-гията на основното състояние (в сравнение с енергията на матерното ядро). Ако преходите се извършват от основното състояние на матерния нуклид към някое от възбудените състояния на дъщерния, енергиите на α-частиците малко ще се различават. Така се формира фината структура на α-спектъра.

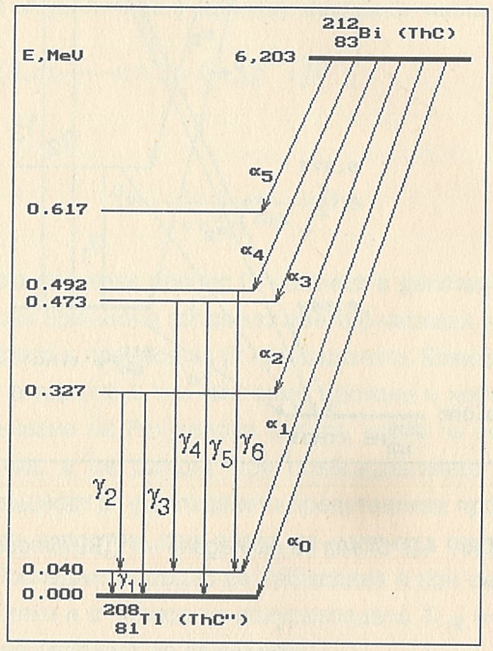
Например, ако преходът е от основното състояние на $^{212}_{83}$Bi (с енергия 6,203 MeV) към основното на $^{208}_{81}$Tl (с енергия 0), то енергията на прехода е $Q_\alpha = 6{,}203 - 0 = 6{,}203$ MeV и съгласно (4.5) кинетичната енергия на α-частиците е

$$E_\alpha = 6{,}203 \frac{208}{208+4} = 6{,}086 \text{ MeV}.$$

Аналогично преходът към второто възбудено ниво (група α_2) ще доведе до α-частици с кинетична енергия

$$E_\alpha = (6{,}203 - 0{,}327)\frac{208}{208+4} = 5{,}765 \text{ MeV}$$

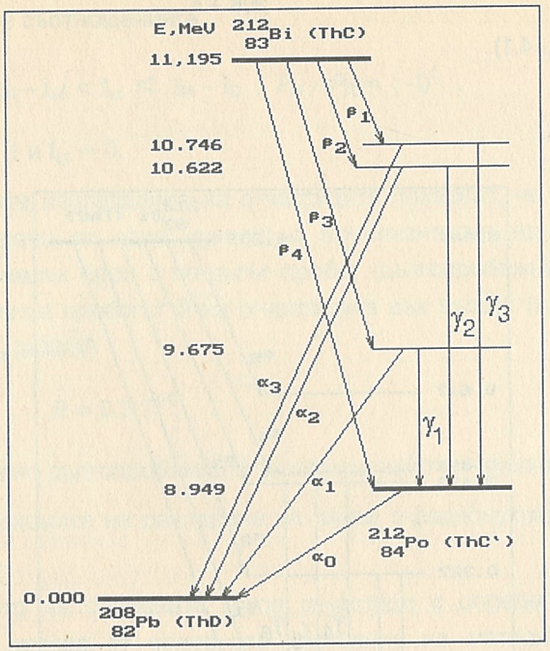
(сравни с табл. 4.1).



Фиг. 4.1. *Схема на разпадане на* $^{212}_{83}$Bi *(първи клон)*

Обикновено възбудените състояния на дъщерното ядро, които се засел-ват от α-преходи към тях, се разпадат до основното състояние чрез γ-преходи. Балансът на енергиите на α-частиците и γ-квантите потвърждава тази схема.

Подобен е и произходът на дългопробежните α-частици, но когато α-пре-ходите са от различни възбудени състояния на матерното ядро към основното състояние на дъщерното. Този механизъм се илюстрира на фиг. 4.2 (част от радиоактивното семейство на ^{232}Th).



Фиг. 4.2. *Схема на разпадане на* $^{212}_{83}\mathrm{Bi}$ *(втори клон)*

Бета-разпадане

Бета-разпадането е процес на самопроизволно (спонтанно) превръщане на нестабилно ядро в ядро със същото масово число (брой нуклони), но **по-малка маса**, т.н. *изобарно ядро*, но със заряд, различаващ се с ± 1 от заряда на матерното ядро. При този процес от ядрото се излъчва електрон или позитрон, или ядрото залавя електрон от атомната си обвивка. Бета-разпадането е резултат на слабото взаимодействие в ядрата. Характерна особеност е, че при всеки акт на β-разпадане се излъчва и по едно електронно неутрино ν (или антинеутрино $\tilde{\nu}$) – елементарна частица без заряд, маса на покой нула, спин $\hbar/2$, магнитен момент нула.

И при β-разпадането са в сила законите за запазване: на енергията, на електричния заряд, на барионния заряд и т.н.

Известни са три типа β-разпадане: β^-, β^+ и залавяне на електрон (е-залавяне, K-залавяне).

Електронно (β^-) разпадане. При този тип разпадане зарядът на матерното ядро се увеличава с единица, масовото число не се изменя:

$$(A,Z) \longrightarrow (A,Z+1) + {}^{0}_{-1}\beta^- + {}^{0}_{0}\tilde{\nu} \quad ; \tag{4.8}$$

например

$${}^{3}_{1}\mathrm{H} \xrightarrow[T_{1/2}=12\ год.]{} {}^{3}_{2}\mathrm{He}\,.$$

Излъчваната при този процес β^- частица в действителност е електрон, но по исторически причини е запазено името β-частици за потока електрони, изпускани от ядрата в процеса на β^--разпадането. Електроните и неутриното не съществуват в ядрата; в тях има само протони и неутрони. (Подобен е и случаят на излъчване на Рентгенови кванти, които ги няма в електронната обвивка на атома, а се раждат при освбождаването й от енергията на възбуждане). Всъщност β^--разпадането представлява процес на превръщане на един неут-рон в протон, при което се излъчват електрон и електронно антинеутрино. Последният процес се наблюдава и при свободните неутрони, които са нестабилни и с период на полуразпадане $T_{1/2} = 10{,}13 \pm 0{,}09$ min (по данни от 1996 г) се разпадат по реакцията

$${}^{0}_{1}n \xrightarrow{\beta^-} {}^{1}_{1}p + {}^{0}_{-1}e + \tilde{\nu}\,. \tag{4.9}$$

β^- - разпадането е енергетически възможно, ако масата на матерното ядро е по-голяма от сумата на масите на дъщерното ядро и електрона:

$$M(A, Z) > M(A, Z+1) + m_e\,, \tag{4.10}$$

където m_e е масата на покой на електрона.

Обикновено експериментално се измерват (и привеждат в справочниците) масите на неутралните атоми M_{at}. Ако към лявата и дясната страна на (4.10) добавим Zm_e, получаваме

(4.11) $$M_{at}(A, Z) > M_{at}(A, Z+1),$$

откъдето за енергията Q_{β^-} на β-разпадането следва

(4.12) $$Q_{\beta^-} = [\, M_{at}(A, Z) - M_{at}(A, Z+1)]\, c^2 .$$

За разпадането на трития ${}^{3}_{1}H$ $E_{\beta}^{max} = 18$ keV.

Уравнение (4.12), както и следващите подобни, са с точност до енергията на свързване на електроните в атомната обвивка. Всъщност в структурата на атомната обвивка се променя само един външен валентен електрон. Неговата енергия на свързване е от порядъка на няколко eV, която е твърде малка в сравнение с енергиите на ядрените процеси, които разглеждаме тук.

Позитронно (β^+) разпадане. При него зарядът на атомното ядро се нама-лява с единица и се излъчва β^+ -частица (позитрон) и електронно неутрино:

(4.13) $$(A,Z) \longrightarrow (A,Z-1) + {}^{0}_{+1}\beta + {}^{0}_{0}\nu .$$

Позитронното разпадане представлява превръщане на един протон от ядрото в неутрон, въпреки че свободните протони, за разлика от свободните неутрони, са стабилни.

Пример за β^+ -разпадане (позитронно разпадане) е

$${}^{11}_{6}C \xrightarrow[T_{1/2}=20{,}4\,\text{min}]{} {}^{11}_{5}B .$$

Енергетичният баланс по ядрените маси е

(4.14) $$M(A, Z) > M(A, Z-1) + m_e .$$

Добавяйки Zm_e към двете части на неравенството, преминаваме към атомните маси

(4.15) $$M_{at}(A, Z) > M_{at}(A, Z-1) + 2m_e .$$

За енергията Q_{β^+}, отделяща се при β^+ -разпадането, получаваме

(4.16) $$Q_{\beta^+} = [\, M_{at}(A, Z) - M_{at}(A, Z-1) - 2m_e\,]\, c^2$$

и при β^+ -разпадането на ${}^{11}_{6}C$ тя е около 1 MeV.

Електронно е-залавяне. При този процес ядрото залавя един електрон от атомната си обвивка. Тъй като K-електроните са най-близо до него, обикновено се залавя K-електрон и поради това процесът често се нарича K-*залавяне* (ако се залавя електрон от L, M и т.н. слой – съответно L-*залавяне*, M-*залавяне* и т.н.):

(4.17) $$(A,Z) \xrightarrow{e-\text{залавяне}} (A,Z-1) + \nu ,$$

например

(4.18) $${}^{7}_{4}Be \xrightarrow[T_{1/2}=53{,}6\,\text{d}]{} {}^{7}_{3}Li .$$

Могат да бъдат заловени само атомни електрони, чиято вероятност (квадратът на модула на вълновата им функция) за "пребиваване" вътре в ядрото е отлична от нула, т.е. s-електрони.

Енергетично е-залавянето е възможно, ако за масите на матерното $M(A, Z)$ и дъщерното $M(A, Z-1)$ ядро е изпълнено условието

(4.19) $$M(A,Z) + m_e > M(A,Z-1) .$$

За да преминем към атомните маси, към двете страни на неравенството добавяме $(Z-1)m_e$ и получаваме

(4.20) $$M_{at}(A, Z) > M_{at}(A, Z-1)$$

и съответно за енергията E_k на е-залавянето

(4.21) $$E_k = [\, M_{at}(A,Z) - M_{at}(A,Z-1)\,]\, c^2$$

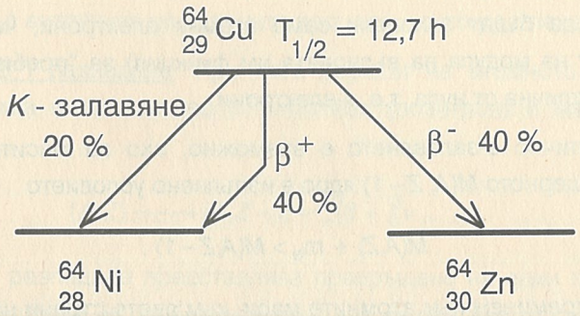
При K-залавянето в ${}^{7}_{4}Be$ $E_k = 0{,}864$ MeV.

Бета-разпадането е много разпространен процес.

При $M(A, Z) > M(A, Z+1)$ ядрото е β^- -радиоактивно (вж. 4.11), а при $M(A, Z) > M(A, Z-1)$ (вж. 4.20) то се разпада чрез K-залавяне. Следователно, поне по принцип, не е възможно да съществуват два съседни по заряд изоба-ра, които едновременно да са стабилни по отношение на β-разпадането. Изключения са възможни ако съответните преходи са подтиснати поради голяма разлика в моментите на двете ядра.

Ако е изпълнено енергетичното условие (4.15) – за β^+-разпадане, то автоматично е изпълнено и (4.20) за K-залавяне. Например $^{52}_{25}$Mn преминава в $^{52}_{24}$Mn в 35 % от случаите чрез β^+-разпадане и в 65 % – чрез K-залавяне.

За някои ядра (A,Z) може да бъде изпълнено едновременно (4.15) спрямо ядро $(A, Z-1)$ и (4.11) спрямо ядро $(A, Z+1)$. В такъв случай ядрото (A,Z) може да изпитва и трите типа β-разпадане. Например от 100 ядра $^{64}_{29}$Cu средно 40 ще се разпаднат чрез излъчване на електрон, 40 ще изпитат K-залавяне, а 20 ще излъчат позитрон (фиг. 4.3).



Фиг. 4.3. *Схема на разпадане на* $^{64}_{29}$Cu

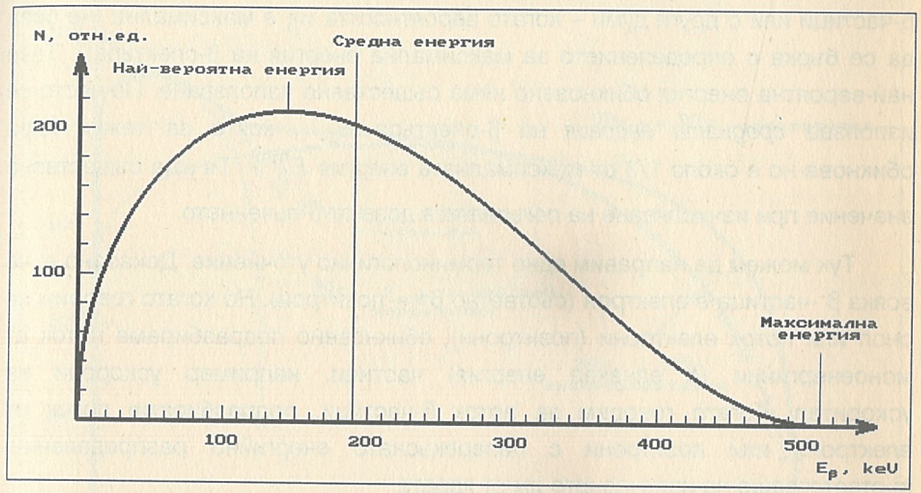
Необходимо е дебело да се подчертае, че оценката за енергията на прехода (4.12) или (4.16) като разлика между енергиите на началното и крайното състояние В НИКАКЪВ СЛУЧАЙ НЕ Е ЕНЕРГИЯТА НА ИЗПУСКАНИТЕ ОТ ЯДРАТА β-ЧАСТИЦИ! Причината е, че тази енергия на прехода се разпределя между ядрото и две частици – β-частицата (електрон или позитрон) и електронното неутрино (или антинеутрино). Тъй като масата на ядрото е много по-голяма от масата на β-частицата и неутриното, ядрото получава много малка част от енергията на прехода под формата на откатна енергия. Практически цялата енергия на β-прехода се разпределя между β-частицата и неутриното по, грубо казано, произволен начин. В резултат на това излъчваните от ядрата β-частици имат непрекъснат спектър на кинетичната си енергия E_β ,

простиращ се от 0 да енергията на прехода. Примерен β-спектър е показан на фиг. 4.4.

Разпределението на β-частиците по енергия може да се опише приблизително с формулата

$$N(\varepsilon) = \varepsilon\sqrt{\varepsilon^2 - 1}(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2, \qquad (4.22)$$

където $\varepsilon = \left(\pi c^2 + E_\beta\right)/\pi c^2$, $\varepsilon_0 = \left(\pi c^2 + E_\beta^{max}\right)/\pi c^2$; m – масата на покой на електрона, c – скоростта на светлината, E_β – енергията на β-частицата, E_β^{max} – енергията на β-прехода (максималната енергия на β-спектъра).



Фиг. 4.4. *Примерен* β*-спектър*

Излъчваните β-частици могат да имат *максимална енергия* E_β^{max}, равна на енергията на прехода, ако неутриното не е отнесло никаква енергия. Както се вижда от графиката, вероятността за този процес $w_\beta = 0$; т.е. няма β-части-ци точно с енергията на прехода. Но тъй като, както обърнахме внимание по-горе, това е точно разликата между енергиите на началното и крайното състояние на излъчващото ядро, максималната енергия на β-

частиците е важна ядрена характеристика и обикновено тя се привежда в справочниците за характеризиране на определен β-преход.

Цялата енергия на β-прехода може да се поеме от неутриното, а за β-частицата да не остане никаква енергия. Както се вижда от графиката, и в този случай вероятността е равна на нула. Поради това енергията на β-частиците е между 0 и E_β^{max}. Експериментално се наблюдават малки отклонения от показаната на фиг. 4.4 зависимост поради електростатичното взаимодействие между заряда на ядрото и заряда на β-частицата.

Могат да бъдат определени и някои други енергии, които да характеризират β-лъчението от даден β-преход. Например, *най-вероятната енергия* (мода на разпределението) – енергията, с която се излъчват най-голям брой β-частици или с други думи – когато вероятността w_β е максимална (не бива да се бърка с определението за максимална енергия на β-спектъра!). Тази най-вероятна енергия обикновено няма съществено използване. По-често се използва *средната енергия* на β-спектъра E_{av}, която за тежки ядра обикнове-но е около 1/3 от максималната енергия E_β^{max}. Тя има съществено значение при изчисляване на погълнатата доза от β-лъчението.

Тук можем да направим едно терминологично уточнение. Доказано е, че всяка β^--частица е електрон (съответно β^+ – позитрон). Но когато говорим за сноп или поток електрони (позитрони), обикновено подразбираме поток от моноенергийни (с еднаква енергия) частици, например ускорени на ускорител. Когато говорим за поток β-частици, подразбираме поток от електрони или позитрони с неперекъснато енергийно разпределение, съответстващо на излъчването им от ядрата.

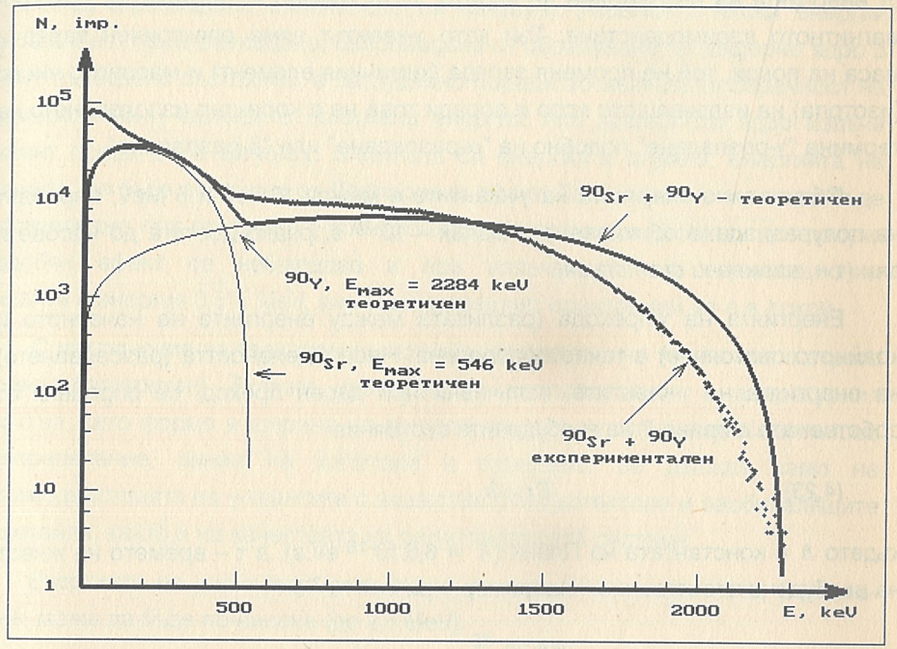
Изрично трябва да се подчертае, че β-спектърът, показан на фиг. 4.4, е спектърът на излъчваните от ядрата β-частици, преди да бъде деформиран от различните процеси на взаимодействие на електроните или позитроните с електричния заряд на излъчващото ядро и с електронната обвивка на собствения атом или с по-далечни атоми. Разбира се, тези взаимодействия допълнително деформират β-спектъра. Поради това е трудно експериментално да се измери "истинският" β-спектър.

На фиг. 4.5 е показан бета-спектърът на ^{90}Sr, регистриран с полупроводников детектор. Спектърът е слабо деформиран, тъй като е използван "дебел" източник. Но в него лесно се забелязва, че той е сума от два

спектъра с различни максимални енергии, тъй като при разпадането на ^{90}Sr се полу-чава ^{90}Y, който също е бета-радиоактивен – наблюдава се следната верига:

$$^{90}\mathrm{Sr} \xrightarrow{\beta^-,\,E_\beta^{max}=546keV,\quad T_{1/2}=28{,}7a} {}^{90}\mathrm{Y} \xrightarrow{\beta^-,\,E_\beta^{max}=2284keV,\quad T_{1/2}=64{,}26h} {}^{90}\mathrm{Zr}$$

Поради сравнително късия период на полуразпадане на ^{90}Y чист препарат от ^{90}Sr може да се получи само чрез радиохимично отделяне, но след няколко дни настъпва радиоактивно равновесие между стронция и итрия.



Фиг. 4.5. *Бета-спектър на* ^{90}Sr + ^{90}Y

Гама-излъчване на ядрата

Това е процес на самопроизволно (спонтанно) излъчване от ядрата на квант електромагнитно лъчение (γ-квант), който отнася цялата или само част от енергията на възбуждане на ядрото. Този процес е резултат на електромагнитното взаимодействие. Тъй като γ-квантът няма електричен заряд и маса на покой, той не променя заряда (химичния елемент) и масовото число (изотопа) на излъчващото ядро и поради това не е коректно използването на термина "γ-разпадане" подобно на "α-разпадане" или "β-разпадане".

Обикновено енергията на γ-квантите е между 10 keV и 5 MeV; периодът на полуразпадане обикновено е малък – 10^{-10} s, рядко достига до часове и дни (т.н. *изомерни състояния*).

Енергията на γ-прехода (разликата между енергиите на началното и крайното състояние) е точно определена. Неопределеността (разсейването) на енергията на γ-квантите, излъчвани при даден преход, се определя от собствената ширина Γ на възбудените състояния

$$\Gamma\tau = \hbar\,, \tag{4.23}$$

където $\hbar$ е константата на Планк ($\hbar = 6{,}6.10^{-16}$ eV.s), а τ – времето на живот на възбуденото състояние. Например, при $\tau = 10^{-7}$ s

$$\Gamma = \frac{6{,}6.10^{-16}}{10^{-7}} = 6{,}6.10^{-9}\,\text{eV} \tag{4.24}$$

От закона за съхранение на импулса, подобно на (4.5), получаваме, че енергията на прехода E_γ ще се разпредели между излъчения γ-квант и ядрото, като откатната енергия на ядрото $T_{яд}$ е

$$T_{яд} = \frac{E^2}{2M_{яд}c^2}\,. \tag{4.25}$$

Числената оценка показва, че $T_{яд} = 0{,}1 \div 10$ eV при енергия на прехода $E_\gamma = 0{,}1 \div 1$ MeV и масово число $A = 100$.

Вижда се, че разликата между енергията на γ-прехода и енергията на γ-кванта е твърде малка и в обикновената γ-спектрометрия е незабележима. Тя може да се регистрира само при изследване на резонансното безоткатно излъчване и поглъщане на γ-квантите (ефект на Мьосбауер).

Ядрото може да бъде във възбудено състояние по различни причини, главно в резултат на предшестващо α- или β-разпадане, делене, ядрени реакции и др.

След α-разпадане обикновено се изпускат γ-кванти с ниски енергии $E_\gamma < 0{,}5$ MeV. Алфа-разпадане, съпроводено от образуване на дъщерно ядро в силно възбудено състояние, е затруднено поради по-малката прозрачност на бариерата за α-частици с понижена енергия. Ако дъщерното ядро излъчи γ-квант преди да е загубило откатната си енергия и спряло, енергията на γ-кванта ще бъде повлияна от Доплеровия ефект. Това явление може да бъде наблюдавано при прецизна γ-спектрометрия с полупроводникови детектори. Подобен ефект се наблюдава и при излъчването на анихилационни γ-кванти с енергия 0,511 MeV, ако анихилиращият позитроний не е в покой.

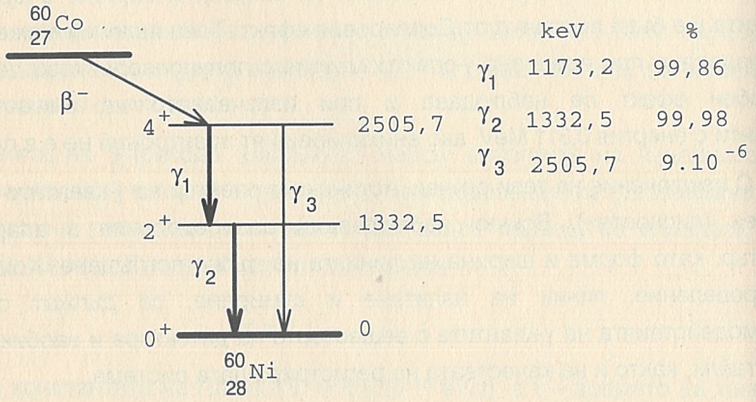
С изключение на тези случаи, истинският спектър на γ-квантите е строго линеен (дискретен). Всички наблюдавани разпределения в апаратурния спектър, като форма и ширина на линията на пълно поглъщане, Комптъново разпределение, линии на излитане и сумиране, се дължат само на взаимодействията на γ-квантите с веществото на детектора и заобикалящите го детайли, както и на качествата на регистриращата система.

Енергията на γ-квантите, изпускани от дъщерното ядро след β-разпадане, може да бъде по-висока (до 2,5 MeV).

При ядрени реакции могат да се излъчват γ-кванти и с много по-високи енергии.

Много важен е въпросът за интензивността на γ-линиите (квантовия добив) при преходи между две състояния. Без да навлизаме в теорията на излъчване на γ-квантите, ще отбележим само, че вероятността за излъчване на γ-квант при преход между две състояния може да се мени в много широки граници – от 1 (100%), когато всяко възбудено ядро излъчва γ-квант, до практически 0 – когато от огромен брой ядра само единици излъчват γ-квант.

Една причина за малкия брой излъчвани γ-кванти е "заобикалянето" на някои преходи, които са затруднени поради ядрените характеристики на различните им нива. Например на фиг. 4.6 е показана част от схемата на разпадане на ^{60}Co. Наблюдаваните γ-линии в действителност се излъчват при разреждане на възбуденото ниво на ^{60}Ni с енергия 2505,7 keV, което се получава след β-разпадане на ^{60}Co. По принцип то би могло да се разреди направо до основното състояние, но поради голямата разлика между спиновете на тези две състояния, този преход е малко вероятен. Поради това почти винаги разреждането минава през междинното състояние. Но и тези преходи не са с добив 100% поради наличието на други конкуриращи процеси, като например вътрешна конверсия. В конкретния случай тя е много слаба, но при други нуклиди подтискането на γ-линиите (радиационния преход) може да бъде значително.



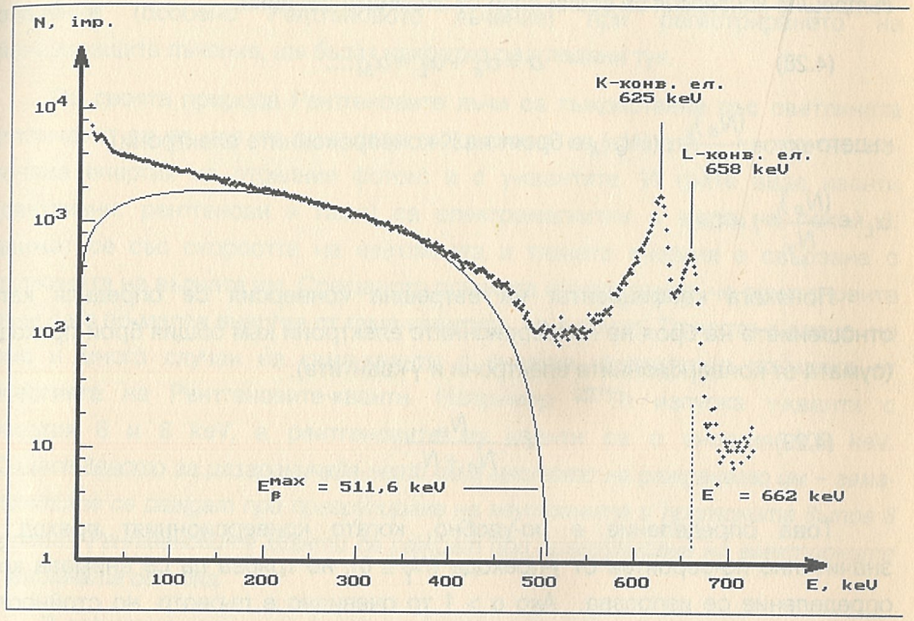
Фиг. 4.6. *Част от схемата на разпадане на* $^{60}_{27}$Co

Вътрешна конверсия

При този процес енергията на прехода *W* непосредствено, без излъчване на γ-квант, се предава на един орбитален електрон. Кинетичната енергия E_e, която ще има този конверсионен електрон, е

(4.26) $$E_e = W - I_n,$$

където I_n е йонизационният потенциал (енергията на свързване) на електроните от *n*-ия слой на атома, от който е избит електрон. Конверсионните електрони от един и същ преход в ядрото имат еднаква енергия (те са моноенергийни), но образуват отделни линии в зависимост от слоя K, L_I, L_{II} и т.н. На фиг. 4.7 са показани конверсионни линии на фона на непрекъснат β-спектър.



Фиг. 4.7. *Конверсионни електрони и непрекъснат β-спектър*

При равни други условия вероятността за конверсия на K-слоя е 5 ÷ 10 пъти по-голяма от тази за L-слоя. Ако, обаче, енергията на γ-прехода е по-малка от енергията на свързване на K-електрона, излъчването на K-конверсионен електрон е енергийно невъзможно, а се излъчва електрон от L-слоя.

Конверсионното лъчение може да се наблюдава както заедно с γ -лъчението, така и без него (например преходи 0 – 0 са абсолютно забранени

за излъчване на γ-кванти и разреждането им може да става само чрез конверсионни електрони).

Отношението на излъчените конверсионни електрони N_e към излъчените γ-кванти N_γ се нарича *коефициент на вътрешна конверсия*

(4.27) $$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma},$$

който може да се представи като сума от *парциалните коефициенти на вътрешна конверсия* за всеки слой от атомната обвивка:

(4.28) $$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M \ldots,$$

където $\alpha_K = \frac{(N_e)_K}{N_\gamma}$, ($(N_e)_K$ е броят на K-конверсионните електрони),

$\alpha_L = \frac{(N_e)_L}{N_\gamma}$, и т.н.

Понякога коефициентът на вътрешна конверсия се определя като отношението на броя на конверсионните електрони към общия брой преходи (сумата от конверсионните електрони и γ-квантите):

(4.29) $$\alpha = \frac{N_e}{N_e + N_\gamma}.$$

Това определение е по-удобно, когато конверсионният преход е значително по-вероятен от γ-прехода ($N_\gamma \cong 0$), но трябва да се внимава кое определение се използва. Ако $\alpha > 1$ то очевидно е първото, но стойности $0 \le \alpha \le 1$ могат да съответстват и на двете.

Както показва теорията, коефициентът на вътрешна конверсия силно зависи от:

- ✓ енергията на прехода – намалява с нарастването на енергията на прехода;
- ✓ атомния номер на ядрото – расте с нарастването на Z;
- ✓ слоя, от който се избива електрон – намалява с нарастването на главното квантово число;
- ✓ мултиполността на γ-лъчението – увеличава се с увеличаването на мултиполността на γ-лъчението.

Излъчването на конверсионни електрони винаги се съпровожда с излъчването на Рентгеново лъчение или Оже-електрони.

Рентгеново лъчение

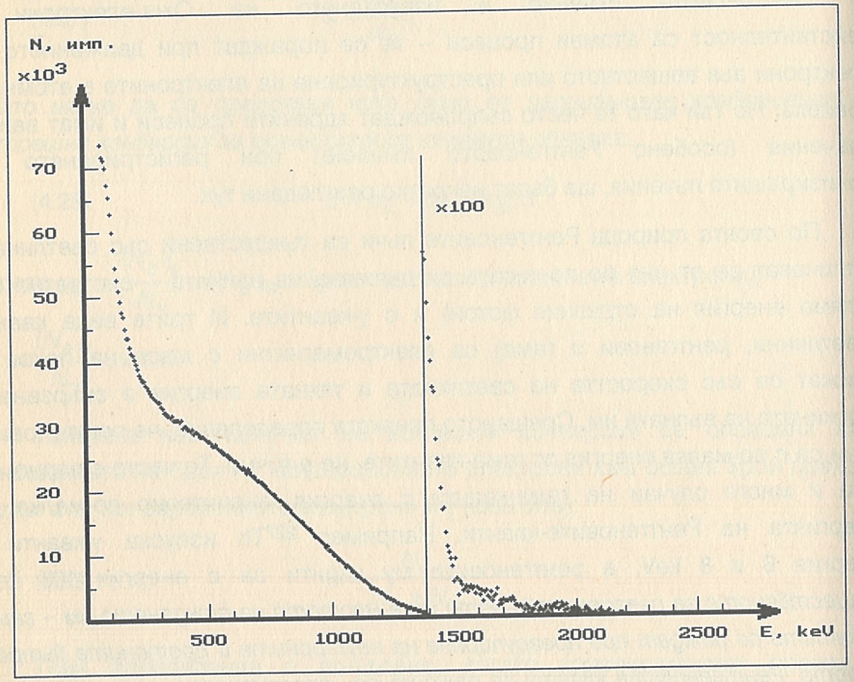
Рентгеновото лъчение и изпускането на Оже-електрони в действителност са атомни процеси – те се пораждат при движението на електрони във веществото или преструктуриране на електроните в атомната обвивка. Но тъй като те често съпровождат ядрените процеси и имат важно значение (особено Рентгеновото лъчение) при регистрирането на йонизиращите лъчения, ще бъдат накратко разгледани тук.

По своята природа Рентгеновите лъчи са тъждествени със светлината (отличават се от нея по по-късата си дължина на вълната – съответно по-голяма енергия на отделния фотон) и с γ-квантите. И трите вида кванти (светлинни, рентгенови и гама) са електромагнитни с маса на покой 0, движат се със скоростта на светлината и тяхната енергия е свързана с дължината на вълната им. Срещаното понякога определение, че рентгеновите лъчи са с по-малка енергия от гама-квантите, не е точно. То често е вярно, но има и много случаи на гама-кванти с енергия, значително по-малка от енергията на Рентгеновите-кванти. Например ^{227}Th изпуска γ-кванти с енергия 6 и 8 keV, а рентгеновите му кванти са с енергия 103 keV. *Съществено за разграничава-нето им е мястото на раждането им – гама-квантите се раждат при прегрупиране на неутроните и протоните вътре в ядрото, Рентгеновите кванти се раждат при прегрупиране на електроните в атомната обвивка.*

В зависимост от процесите, пораждащи Рентгеновото лъчение, то бива *спирачно* и *характеристично.*

Спирачно лъчение. Според класическата електродинамика всеки движещ се с ускорение електричен заряд излъчва електромагнитни кванти. Поради това при забавянето на заредени частици при движението им през веществото се излъчват рентгенови кванти. Те са с непрекъснат енергетичен спектър, простиращ се от енергия 0 до максимална енергия, равна на енергията на заредените частици. Спектърът на спирачното лъчение на ^{90}Sr + ^{90}Y, регистрирано със сцинтилационен детектор с кристал NaI(Tl) (типичен гама-детектор), е показан на фиг. 4.8. За да може да се използва линейна скала на броя на импулсите и същевременно да се вижда нискоинтензивният

край на спектъра, мащабът по оста *Y* е увеличен 100 пъти при енергия около 1500 keV. Това е означено графично с нова ос, в горния край на която е изписан коефициентът на изменение на мащаба. Възможно е по новата ос да бъдат нанесени новите стойности.



Фиг. 4.8. *Спирачно лъчение на* ^{90}Sr + ^{90}Y, *регистрирано с помощта на сцинтилационен гама-детектор*

Сравнително силни източници от ^{90}Sr (с активност няколко kBq), както и други чисти β-радионуклиди, могат да бъдат откривани с гама-детектори по спирачното им лъчение и по деформирането на гама-спектрите. За пример на фиг. 4.9 и 4.10 са показани гама-спектърът на ^{60}Co с активност около 10 kBq, спирачното лъчение на ^{90}Sr + ^{90}Y (активност около 15 kBq) и сумата им. Разликата между двете фигури е, че в първата е използван логаритмичен мащаб по оста *Y* (брой на регистрираните импулси), което позволява в един мащаб да се изобразят целите спектри. В този случай обаче се губи до из-

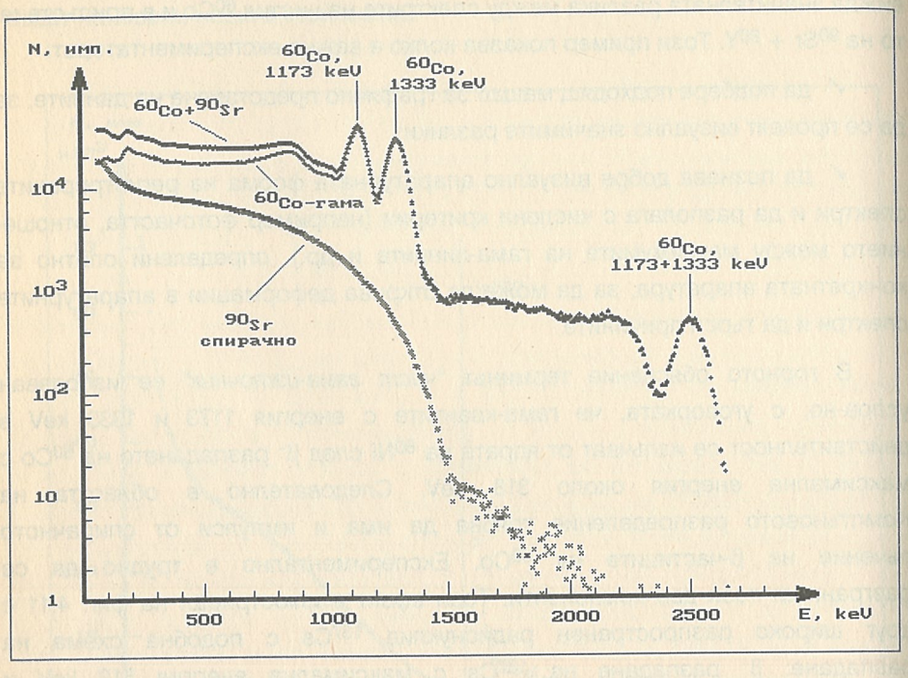
вестна степен визуалната разлика между спектъра на чистия ^{60}Co и на сместа ^{60}Co + ^{90}Sr + ^{90}Y. При използването на линеен мащаб (фиг. 4.10), променен 20 пъти след втората линия на пълно поглъщане на енергията на ^{60}Co, се вижда значителната разлика между спектрите на чистия ^{60}Co и в присъствието на ^{90}Sr + ^{90}Y. Този пример показва колко е важно експериментаторът:

✓ да подбере подходящ мащаб за графично представяне на данните, за да се проявят визуално значимите разлики;

✓ да познава добре визуално апаратурната форма на регистрираните спектри и да разполага с числени критерии (например фоточастта, отношението между максимумите на гама-линиите и др.), определени опитно за конкретната апаратура, за да може да открива деформации в апаратурните спектри и да търси причините.

В горното обяснение терминът "*чист гама-източник*" се използван услов-но, с уговорката, че гама-квантите с енергия 1173 и 1333 keV в действителност се излъчват от ядрата на ^{60}Ni след β^- разпадането на ^{60}Co с максимална енергия около 318 keV. Следователно в областта на Комптъновото разпределение трябва да има и импулси от спирачното лъчение на β-частиците на ^{60}Co. Експериментално е трудно да се разграничат тези две компоненти. Този ефект е илюстриран на фиг. 4.11 с друг широко разпространен радионуклид ^{137}Cs с подобна схема на разпадане: β^- разпадане на ^{137}Cs с максимална енергия 512 keV и последващо излъчване на γ-квант от ^{137m}Ba с енергия 662 keV. За да се прояви в апаратурния спектър поне частично влиянието на спирачното лъчение, са използвани два препарата от ^{137}Cs, единият в железен корпус, а другия – в пластмасов. С помощта на числено филтриране заедно с рекалибриране по оста *X* (енергията) двата спектъра са приведени към еднакво положение и еднаква площ на линията на пълно поглъщане. Вижда се по-интензивното Комптъново плато (като се изключи защрихованата област на обратното разсейване, по-силно в металния корпус поради по-голямата му маса) на източника в металния корпус, което се дължи на спирачното лъче-ние. Както ще бъде показано по-долу, то е по-интензивно в материали с по-голямо *Z*. Така че различният брой импулси в областта от 50 до около 450 keV в двата спектъра се дължи главно на разликата между спирачното лъчение в желязото и в пластмасата. Точно колко импулса от

Комптъновото разпределение на пластмасовия източник са дължат на спирачно лъчение, не може да се определи.

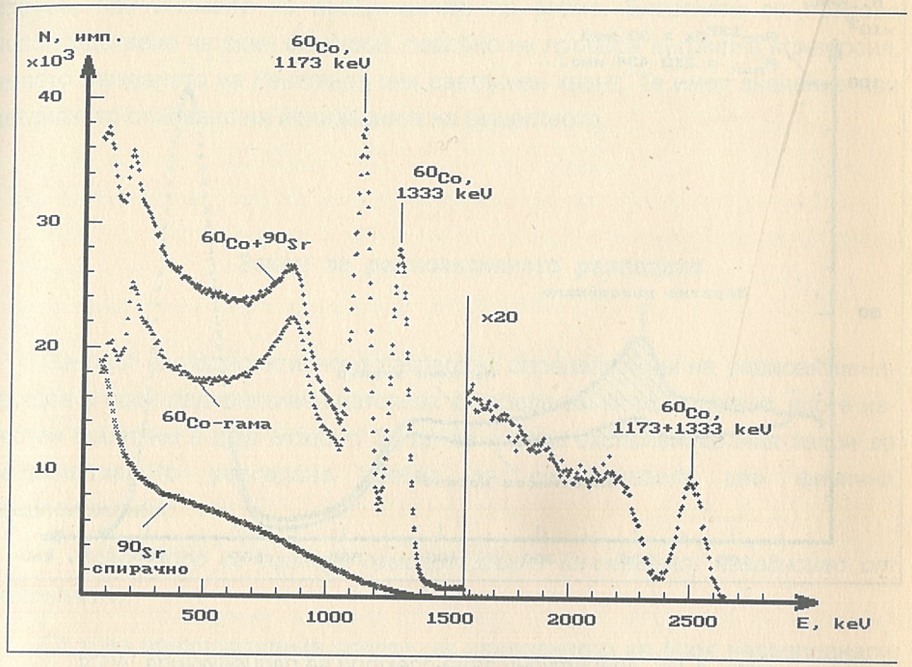


Фиг. 4.9. *Гама-спектър на чист* ^{60}Co, *спирачното лъчение на* ^{90}Sr + ^{90}Y *и сумата им (логаритмичен мащаб по оста Y)*

Останалите разлики между двата спектъра ще бъдат коментирани в раздела "Апаратурен гама-спектър".

Характеристично Рентгеново лъчение. То се поражда, когато атомната обвивка е възбудена чрез избиването на един електрон от близките до ядрото слоеве. Избиването на електрон може да стане чрез различни процеси – при фотоефект от рентгенов или гама-квант, от електрон с висока енергия, при вътрешна конверсия. Възбуждането се снема, като електрон от

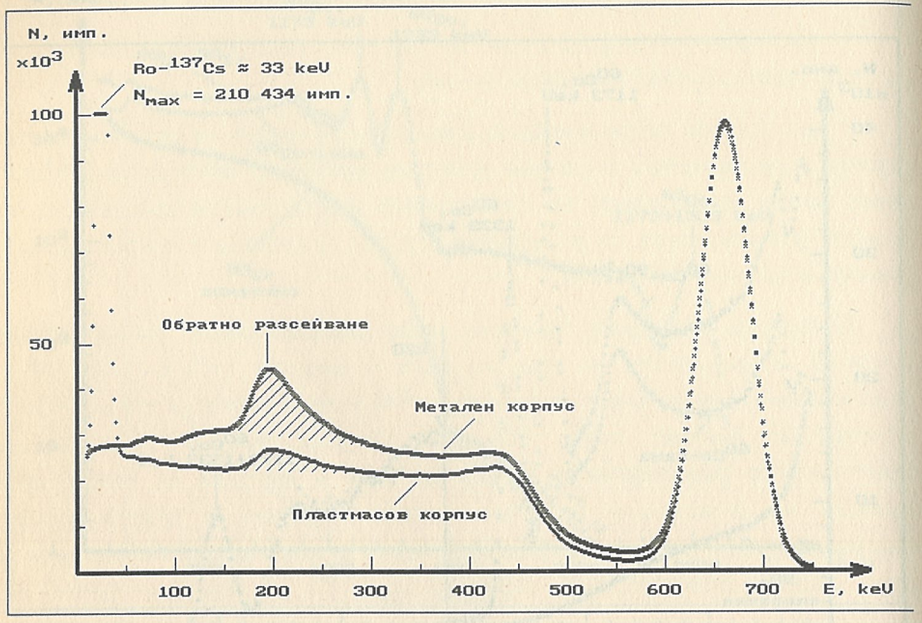
по-горен слой заема празното място и се излъчва рентгенов квант с енергия, равна на разликата между енергиите на свързване на избития електрон и на електрона, заемащ мястото му. Поради това енергията на рентгеновите кванти е характерна за атома, който ги излъчва.



Фиг. 4.10. *Гама-спектър на чист* ^{60}Co *, спирачното лъчение на* ^{90}Sr + ^{90}Y *и сумата им (линеен мащаб по оста Y)*

Когато характеристичното Рентгеново лъчение съпровожда радиоактивно разпадане, трябва да се има предвид, че то се излъчва от дъщерния атом. При β^+ и β^- разпадане се променя зарядът на ядрото, което води до промяна и на броя на атомните електрони, но освободеният или захванат електрон заема място в най-външните орбити и поради това не се ражда рентгенов квант. При K-залавянето се освобождава място в най-вътрешните слоеве, ядрото намалява заряда си с 1 и вече в полето на дъщерното ядро празното място се заема от външен електрон и се излъчва рентгенов квант. При

вътрешната конверсия се избива електрон от вътрешните атомни слоеве и при заемане на мястото му се излъчва характеристичен за дъщерното ядро Ro-квант.



Фиг. 4.11. *Апаратурни гама-спектри на радионуклида* ^{137}Cs, *поместен в метален (железен) и в пластмасов корпус*

Между другото, почти общоприето е γ-квантите да се приписват на матерното ядро. Но тъй като в действителност те се излъчват от дъщерното ядро (получено след α-или β-разпадане на матерното ядро), понякога γ-преходите се приписват на дъщерното ядро. Затова не се учудвайте, ако срещнете справочник, в който е показано, че ^{137}Cs няма γ-линия. Тя е посочена като линия на метастабилния ^{137m}Ba с период на полуразпадане 2,6 min.

Означенията на рентгеновите линии, в зависимост от нивата, между които стават преходите, са показани в Приложение 1.

Оже-електрони

Оже-електроните се излъчват (обикновено от най-външните атомни слоеве) при снемане на възбуждането на атома. Енергията се предава непосредствено на един електрон, подобно на процеса вътрешна конверсия, вместо раждането на Рентгенов или светлинен квант. Те имат значение при детайлното описване на йонизацията на веществото.

Закон за радиоактивното разпадане

Законът за радиоактивното разпадане определя броя на радиоактивните ядра в един радиоактивен източник в определен момент време, ако е известен броят им в друг момент. За да се изведе експоненциалния закон за ра-диоактивното разпадане трябва да се направят две физични предположения:

1. Всяко ядро се разпада самопроизволно (спонтанно) независимо от останалите.

От това предположение следва, че изменението на броя неразпаднали се ядра dN за кратък интервал време dt ще бъде пропорционален на броя радиоактивни ядра N в момента t и дължината на интервала време:

$$\mathrm{d}N = -\lambda N \,\mathrm{d}t \quad . \tag{4.30}$$

Коефициентът на пропорционалност λ се нарича *константа на разпадането* и е вероятността едно ядро да се разпадне за единица време. Той е характерен за всеки радионуклид, мени се в много широки граници (от над 1 s^{-1} до под 10^{-17} s^{-1}) и обикновено се изразява в s^{-1}. Знакът " – " отразява факта, че броят на неразпадналите се ядра намалява.

Решението на горното уравнение се получава лесно, ако разделим променливите и интегрираме

(4.31) $$\int_{N_0}^{N} \frac{dN}{N} = \int_{0}^{t} \lambda dt \quad .$$

Лявата страна е равна на $\ln N\Big|_{N_0}^{N} = \ln \frac{N}{N_0}$.

За да се получи експоненциален закон чрез решаването на дясната страна, трябва да се направи второто физично предположение:

2. λ не зависи от времето; т.е. вероятността за разпадане на едно ядро не зависи от предисторията му (*колко дълго е живяло*).

При това предположение дясната страна става просто $-\lambda t$ и след антилогаритмуване се получава

(4.32) $$N = N_0 \exp\{-\lambda t\} \quad .$$

Валидността на горните две предположения не е очевидна. Още повече, че при определени условия първото от тях не се изпълнява. В друга квантово-механична система, каквато е атомната обвивка, е известно, че то може да не е валидно – условията на лазер (стимулирано излъчване на фотони). Теоретично би могло да се направи и гама-лазер. За сега има само някои предварителни опити, които биха могли да се тълкуват и като стимулирано излъчване на гама-кванти, но все още не са еднозначни. Създаването на гама-лазери е съблазнително, тъй като открива възможности както за изследвания с мощни кохерентни снопове високоенергетични гама-кванти, така и за обезвреждане на радиоактивни отпадъци от ядрената енергетика, като се предизвика стимулираното им разпадане. За съжаление тези възможности все още не са осъществени, въпреки провежданите теоретични и експериментални изследвания.

В практиката често за характеризиране на скоростта на радиоактивното разпадане се използва и величината период на полуразпадане $T_{1/2}$, (използва се и $\tau_{1/2}$) – времето, за което броят на радионуклидите в даден източник намалява средно наполовина. Връзката му с константата на разпадане се получава, ако (4.32) се логаритмува и се постави условието $N/N_0 = 1/2$:

(4.33) $$\ln N/N_0 = -\ln 2 = -\lambda T_{1/2} \approx -0{,}693.$$

Терминът период на полуразпадане има смисъл само при валидността на експоненциалния закон. И двата термина показват, че броят на радионуклидите не може да стане 0. За $T_{1/2}$ ще се разпаднат 1/2 от наличните в избрания за начален момент ядра. През следващия $T_{1/2}$ ще се разпаднат още половината от половината 1/2.1/2 = 1/4 и във възбудено състояние ще останат 1/4 от началния брой радионуклиди и т.н. След 10 $T_{1/2}$ остава около 0,1 % от началната активност.

От тук следва много неприятният извод, че радиоактивно замърсяване не може да се самоликвидира, освен ако е от радионуклиди с много къси времена на живот, примерно под 24 h. В практиката най-често се срещат ^{137}Cs ($T_{1/2} \approx 30$ y) и ^{60}Co ($T_{1/2} \approx 5$ y). Следователно зацапване на детекторната система е неликвидируемо. Количеството на радионуклидите като вещество е изключително малко и поради това измиването им е практически невъзможно. Това налага вземането на педантични мерки за предпазване на детекторните системи от радиоактивно замърсяване.

Същото се отнася и до радиоактивното замърсяване на помещения и околната среда, но намаляването му до приемливи граници (така че да няма забележим вреден ефект върху хората), въпреки че понякога струва много скъпо, все пак е възможно.

Използва се и величината средно време на живот τ, която се определя като средна стойност

(4.34) $$\tau = \frac{\int t \exp\{-\lambda t\} dt}{\int \exp\{-\lambda t\} dt} = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$$

Поради близките означения и стойности на $T_{1/2}$ и τ и еднаквите единици трябва внимателно да се проверява точно коя стойност е публикувана в използваните справочни данни.

Ако (4.30) се препише във вида

(4.35) $$dN/dt = -\lambda N$$

се вижда, че лявата страна е точно определението на величината *активност на радиоактивен източник* и че тя е пропорционална на наличните в дадения момент ядра във възбудено състояние. От друга страна при определена геометрия на измерване с определена апаратура броят регистрирани

импулси за единица време $N_{per} = \varepsilon A$, където ε е ефективността. Поради това тези 3 величини в текста често се използват като синоними и редуват, за да се избегнат неприятни повторения. Но такава свобода на тълкуване е недопустима при числени пресмятания.

Формула (4.35) ни позволява да оценим максималната специфична активност a [Bq/g], която може да има един радиоактивен източник, ако се състои само от определен радионуклид. Използва се числото на Авогадро $N_A \cong 6{,}02.10^{23}$ mol^{-1}, което показва колко атома има в един мол вещество. 1 mol е толкова грама вещество, колкото е масата на атомите му A, изразена в атомни единици маса. Следователно

(4.36) $$a = A/m = \lambda\, N_A/A = \ln 2.N_A/(A.T_{1/2}).$$

За:

- ✓ ^{60}Co $T_{1/2} = 5{,}27$ y $= 1{,}66.10^8$ s, $A \approx 60$, $\boldsymbol{a = 4{,}2.10^{13}}$ **Bq/g**;
- ✓ ^{137}Cs $T_{1/2} = 30{,}2$ y $= 9{,}53.10^8$ s, $A \approx 137$, $\boldsymbol{a = 3{,}2.10^{12}}$ **Bq/g**.

Това са огромни специфични активности. За калибровка на гама-спектрометър обикновено се използват източници с активност около 10 kBq. Такъв източник съдържа $2{,}4.10^{-10}$ g ^{60}Co или $3{,}1.10^{-9}$ g ^{137}Cs. Подобни количества вещество не могат да се открият с химичен или спектрален анализ.

Следователно източник с такава активност е таблетка или разтвор от обикновено нерадиоактивно вещество (пластмаса или вода), в което има незначително количество радиоактивни ядра и при спазването на елементарни правила на безопасност е практически безвреден. Но в същата опаковка от нерадиоактивно вещество може да има и милион пъти повече радиоактивни ядра, без никакви видими признаци. Пребиваването до такъв източник или вземането му в ръка дори за минути има фатални последици.

Активност на източник, съдържащ различни радионуклиди

Често в практиката се използват или измерват радиоактивни източници, съдържащи различни радионуклиди. За да преценим правилно поведението

на активността на такива източници (каква ще бъде след или каква е била преди известно време) трябва стриктно да разграничим два случая:

1. между радионуклидите няма никаква връзка;
2. радионуклидите са генетично свързани – единият е дъщерен на другия.

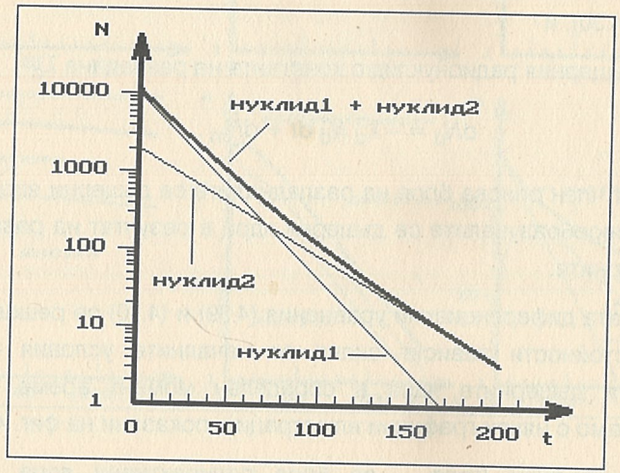
За определеност ще разгледаме само два различни радионуклида – от първия има N_{01} ядра в началния момент с константа на разпадане λ_1, от втория – съответно N_{02} и λ_2. Търси се броят им N_1 и N_2 в момента t.

Случай 1 – между радионуклидите няма генетична връзка. Например смес от ^{60}Co и ^{137}Cs. Всеки от тях се разпада независимо от другия и броят на ядрата във всеки момент се изчислява по ф-ла (4.32):

(4.37) $$N_1 = N_{01}.\exp\{-\lambda_1.t\}\,,\quad N_2 = N_{02}.\exp\{-\lambda_2.t\}\,,$$

а общата активност на източника е:

(4.38) $$A = A_1 + A_2 = \lambda_1.N_1 + \lambda_2.N_2.$$



Фиг. 4.12. *Графика на изменението с времето на броя радиоактивни ядра на два радионуклида, между които няма генетична връзка.*

Графично активността на такъв източник като функция на времето е показана на фиг. 4.12. След логартимуване на (4.32) лесно се вижда, че в полулогаритмичен мащаб (използван на фигурата) графиката на броя ядра (или активността) на всеки от радионуклидите в зависимост от времето е права линия, но сумата им не е права.

Случай 2 – между радионуклидите има генетична връзка – единият (дъщерният) се получава от разпадането на майчиния радионуклид. Например споменатата по-горе радиоактивна верига

$$^{90}\mathrm{Sr} \xrightarrow{\beta^-,\,E_\beta^{max}=546keV,\;T_{1/2}=28{,}7a} {}^{90}\mathrm{Y} \xrightarrow{\beta^-,\,E_\beta^{max}=2284keV,\;T_{1/2}=64{,}26h} {}^{90}\mathrm{Zr}\,.$$

Ако в даден момент има N_m радиоактивни ядра от майчиния нуклид и N_d от дъщерния, при условията, за които е валидна ф-ла (4.30), изменението на броя им е:

✓ на майчиния радионуклид с константа на разпадане λ_m

(4.39) $$dN_m = -\lambda_m N_m\, dt\,,$$

също както (4.30), и

✓ на дъщерния радионуклид с константа на разпадане λ_d

(4.40) $$dN_d = -\lambda_d N_d\, dt + dN_m\,.$$

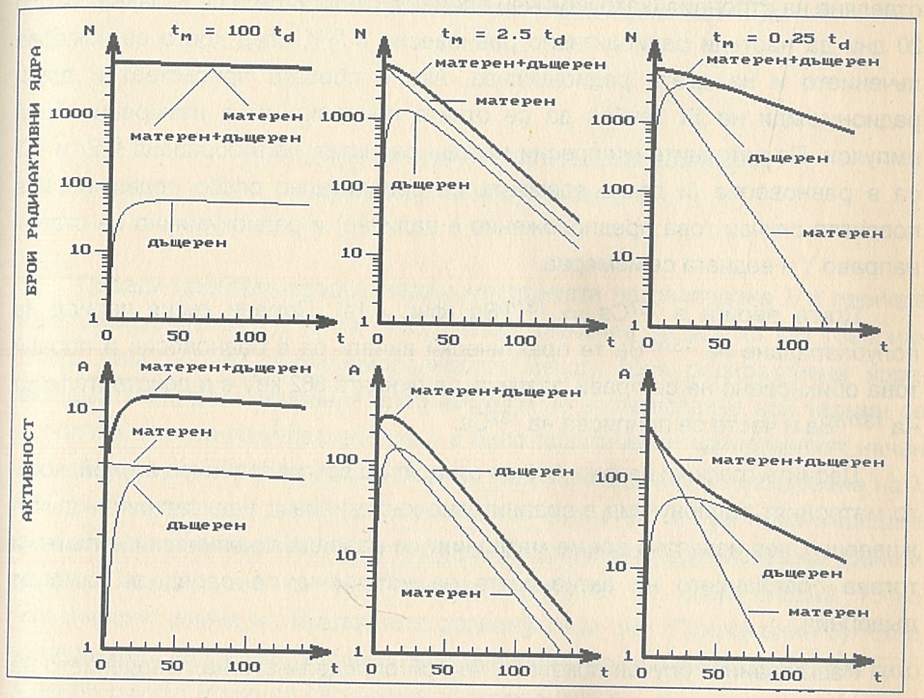
Първият член описва броя на разпадналите се дъщерни ядра, а вторият – броя на новообразувалите се дъщерни ядра в резултат на разпадането на част от майчините.

Системата диференциални уравнения (4.39) и (4.40) се решава лесно, но числените стойности зависят силно от началните условия – броят на майчини-те и дъщерните ядра в определен момент време. Тук ще се ограничим само с някои графични илюстрации, показани на фиг. 4.13.

Левите графики (горе – за броя радиоактивни ядра, долу – за активността) са случаят, когато периодът на полуразпадане на майчиното ядро е много по-голям от този на дъщерното. Този случай е характерен за природните радиоактивни семейства – родоначалникът им се е образувал при създаването на Вселената и негови ядра се разпадат от тогава, но

поради много големия период на полуразпадане $T_{1/2}$ все още в природата има негови неразпаднали се ядра. Останалите радионуклиди от семейството (всеки от които е дъщерен на предходния и майчин на следващия) се намират в природата само благодарение на динамично равновесие – във всеки интервал време се разпадат толкова ядра, колкото и се образуват. Следователно активността на майчиния и дъщерния нуклид са равни, но броят на дъщерните ядра е много по-малък от броя на майчините. В литературата този процес е известен и като *вековно равновесие.*

Броят на дъщерните ядра ще намалява по експоненциалния закон (4.32), но в който се използва константата на разпадане на майчиния!



Фиг. 4.13. *Графика на изменение броя майчини и дъщерни радионуклиди и активността им във времето. Всички решения са при начални условия* $N_m = N_0$, $N_d = 0$ *в момента* $t = 0$.

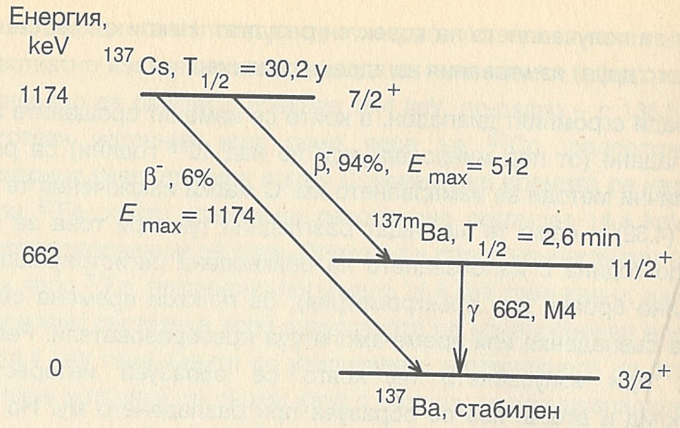
Това е вярно само при предположение, че равновесието не е нарушено. В природата това често се случва, когато по силата на химичните си свойства някой от радионуклидите е силно подвижен равновесието се нарушава. Типичен случай е ^{222}Rn, който като благороден инертен газ лесно дифундира и поради това активността на следващите членове на уран-радиевото семейство може да бъде по-малка, отколкото на предните. Такова нарушаване на равновесието се наблюдава и при други нуклиди от естествените семейства.

Къси радиоактивни вериги се наблюдават и при много важни за практиката случаи, напр. цитираната по-горе верига ^{90}Sr ⇒ ^{90}Y ⇒ ^{90}Zr. Използваните прецизни методи за определяне на ^{90}Sr се свеждат до радиохимично отделяне на стронция (като химичен елемент) от пробата и се изчакват около 20 дни да настъпи радиоактивно равновесие с ^{90}Y, след което се измерва лъчението и на двата радионуклида. Ако в пробата присъстват и други радионуклиди на Sr трябва да се отчита приносът им в измерения брой импулси. По-неточните експресни методи разчитат, че в образеца ^{90}Sr и ^{90}Y са в равновесие (и двата елемента са сравнително слабо подвижни и в повечето случаи това предположение е валидно) и радиохимично се отделя направо Y и веднага се измерва.

Друга верига е ^{137}Cs ⇒ ^{137m}Ba (фиг. 4.14). Поради късия период на полуразпадане на ^{137m}Ba те практически винаги са в равновесие и поради това обикновено не се прави разлика, че линията 662 keV е в действителност на ^{137m}Ba и често се приписва на ^{137}Cs.

Десните графики на фиг. 4.13 се отнасят до другия граничен случай, когато материният радионуклид е сравнително късоживеещ, а дъщерният – дълго-живеещ. След известно време материният се разпада практически напълно и тогава поведението на активността на източника се определя само от дъщерния.

Разгледаните случаи показват, че при определянето на поведението на активността на генетично свързани радионуклиди (оценка каква е била преди известно време и каква ще бъде в някой бъдещ момент) изисква да се съобразява кой период на полуразпадане е определящ и на какъв етап е радиоактивното равновесие в момента на измерването.



Фиг. 4.14. *Опростена схема разпадане на* ^{137}Cs

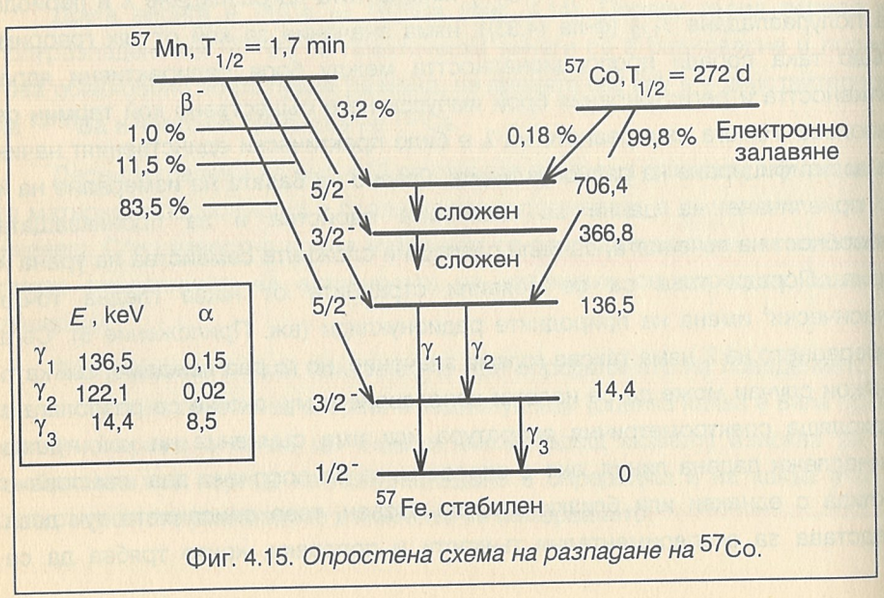
Измерване на константата на разпадане или на периода на полуразпадане

Поради простата връзка между константата на разпадане λ и периода на полуразпадане $T_{1/2}$ (ф-ла (4.33)), няма значение за кой от тях говорим. Също така поради пропорционалността между броя радиоактивни ядра, активността и регистрирания брой импулси не е съществено кой термин се използва. Някога измерването на λ е било практически единственият начин за идентифициране на радионуклидите. Главно на базата на измерване на λ (и привличане на данни за химичните свойства и за проникващата способност на лъченията) са били разгадани сложните семейства на урана и тория. Поради това са се появили странните от наша гледна точка "класически" имена на природните радионуклиди (вж. Приложение 5). Сега измерването на λ няма такова голямо значение, но го разглеждаме, тъй като в някои случаи може да се наложи използването му, ако не се разполага с подходяща спектрометрична апаратура или има съмнение на кой нуклид принадлежи дадена линия, ако в справочника са посочени два или повече нуклида с еднакви или близки енергии. Освен, това описанието тук дава представа за експериментални тънкости и поправки, които трябва да се

направят за получаването на коректен резултат. Някои от тях са приложими и при много други измервания на ядрени лъчения.

Поради огромният диапазон, в който се изменят срещаните периоди на полуразпадане (от под микроседкунди до над 10^{10} години) са разработени най различни методи за измерването им. С малки изключения те се базират на ф-ла (4.32) и само те ще бъдат разгледани тук, при това за периоди от часове до година с използването на обикновена регистрираща апаратура (интегрално броене или спектрометрия). За по-къси времена се използват схеми на съвпадения или време-амплитуда преобразователи. Регистрира се частица, при изпускането на която се образува интересуващия ни радионуклид и втора, коя се образува при разпадането му. Но и при тези експерименти са съществени много от разгледаните тук детайли.

Често се пренебрегва задължителният предварителен анализ дали в конкретните условия законът (4.32) е верен. Дори при наличието само на един радионуклид в измервания източник е известен случай, в който той привидно е нарушен. Това става при много силни източници от ^{57}Co с повърхностна активност над 10 GBq/cm^2. Периодът на полуразпадане на ^{57}Co е около 270 дни, а схемата на разпадане е показана на фиг. 4.15.



Фиг. 4.15. *Опростена схема на разпадане на* ^{57}Co.

Такива източници се използват при специфични приложения на резонансното безоткатно излъчване и поглъщане на гама-кванти (ефект на Мьосбауер). Обикновено се работи с прехода 14,4 keV, по-рядко – с 136,5 keV. В прясно приготвен източник има само ядра на ^{57}Co, разположени в подходяща матрица (мед, платина и др.). С течение на времето се натрупват стабилни ядра ^{57}Fe, които ефективно резонансно поглъщат 14,4 keV гама-квантите от други разпадащи се ядра. Преходът е силно конвертиран ($a \approx 8,5$) и поради това ядро ^{57}Fe, резоннсно погълнало 14,4 keV гама-квант, най-често се връща в основно състояние чрез изпускането на конверсионен електрон. Загубата на 14,4 keV гама-кванти се увеличава с натрупването на стабилни ^{57}Fe ядра и такъв източник се държи като с период на полуразпадане 5 ÷10 дни, измерен по линията 14,4 keV, 270 дни – по 122,1 keV и някъде по средата – по линията 136,5 keV (гама-квантите от нея също се поглъщат резонансно, но с по-малка вероятност в сравнение с 14,4 keV и тя е по-слабо конвертирана, така че погълнат резонансно гама-квант по-често се преизлъчва).

Вероятно съществуват и други случаи, при които по физични причини може да се нарушава привидно експоненциалния закон.

При наличието на два и повече радионуклида трябва да се държи сметка дали те са генетично свързани или независими.

Случаят на генетично свързани радионуклиди е твърде сложен и няма да бъде разглеждан тук.

Другият случай на независими разпадащи се нуклиди, илюстриран на фиг. 4.12, е по-прост. Ако периодът на по-бързо разпадащия се радионуклид е достатъчно по-малък от периода на втория, е възможно графично разлагане на експерименталната крива в полулогаритмичен мащаб. Няма значение дали се работи с регистрирания брой импулси или със скоростта на броене. Последните точки, регистрирани когато първият радионуклид практически се е разпаднал, трябва да лежат на права линия и лесно се апроксимират по метода на най-малките квадрати. Ъгловият наклон на правата е търсената константа на разпадане λ, а отрезът (при $t = 0$) – броят регистрирани импулси в началния момент на измерване. При наличието на подходяща калибровка от него може да се премине към активността в началния момент, а от нея – към броя радиоактивни ядра в същия момент. Тази права се екстраполира към по-предните моменти време, в които има измервания. Чрез антилогаритмуване се получава какъв би бил броят импулси, ако в източника имаше

само ядра на бавно разпадащия се радионуклид. Този брой се изважда от измерения, който е сумата на импулсите от бавно разпадащия се и бързо разпадащия се радионуклид. Получава се броят импулси само от бързо разпадащия се радионуклид, логаритмува се и отново се строи графиката на разпадането. Ако в източника е имало само два генетично несвързани радионуклида, тя трябва да бъде права, от която се определя λ на бързо разпадащия се. Ако не – процедурата се повтаря.

Трябва да се има предвид, че при процедурата на разлагане рязко се увеличава статистическата неопределеност. Поради това в предварителни измервания трябва да се оцени каква е достатъчната точност, с която трябва да се проведе измерването. Втори недостатък на описаната процедура е, че се минимизират отклоненията не от измерените точки, а от логаримите им (вж. т. "Метод на най-малките квадрати"), което води до съставяща на неопределеността в резултат на неточен математичен модел. Тя трябва да се оцени и вземе предвид при оценката на неопределеността на крайния резултат.

Може би може да се получи по-точен резултат, ако методът на най-малките квадрати се приложи към оригиналните измерени стойности едновременно за всички очаквани радионуклиди. Но тогава е необходима ефективна и надеждна програма за търсене на минимум на многомерна функция, оценяваща и неопределеностите на получените решения.

Експоненциалният закон (4.32) е верен само за лъчението от измервания радионуклид. Детекторът неизбежно регистрира и някакъв фон, с който тряб-ва да бъдат коригирани регистрираните импулси. Много сериозен проблем е доказването, че този фон е постоянен по време на измерването и не зависи от поставения източник. Измерената стойност на фона без източник е само едно приближение и много е трудно да се оцени комбинираната му неопределеност, а не само статистическата му съставяща. При графично изчертаване на данните наличието на систематична неопределеност на фона се проявява в нарушаване на линейността в десния край на графиката. Ако вместо права, графиката клони към постоянна стойност значи, че за поправка е използвана по-малка от истинската стойност на фона; ако пада по-стръмно – използваната стойност на фона е по-голяма. При прякото прилагане на метода на най-малките квадрати с нелинейна система уравнения фонът може да бъде един от търсените параметри.

За да се измери надеждно константата на разпадане е желателно да се проследи изменението на активността в продължение на поне 2 ÷ 3 периода на полуразпадане. Скоростта на броене ще се промени десетина пъти и може да се наложи поправка за мъртвото време и застъпени импулси.

При измерване на по-дълго живеещи ядра трябва да се вземат мерки за гарантиране на дълговременната стабилност на апаратурата. Тя би могла да се контролира с еталонен източник с много голям период на полуразпадане, като се изработи подходящ пробосменител, осигуряващ точно механично възпроизвеждане на геометрията на измерване.

Ако измерването на константата на разпадане се провежда често, може да е целесъобразно да се проведе оптимизация на измерването, подобно на разгледаната в т. "Оптимизиране на измерване".

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ЛЪЧЕНИЯТА С ВЕЩЕСТВОТО

При преминаването си през веществото йонизиращите частици взаимодействат с електрони, намиращи се в различни атомни слоеве, разсейват се от Кулоновото поле на ядрата, предизвикват ядрени реакции и др. Това води до различни изменения във веществото, през което те преминават. Най-често се говори за биологичните изменения в живите организми. Тук за нас са важни измененията, които лъченията предизвикват в чувствителния обем на детектора. Важно е да се осъзнае, че частица, която не си е взаимодействала с веществото на детектора, **не може да бъде регистрирана**. Не по-малко важно е експериментаторът да си представя всички възможни взаимодействия на йонизиращото лъчение както с чувствителния обем на детектора, така и с веществата, които окръжават този обем, за да може правилно да изтълкува показанията на прибора. Всеки прибор реагира не на енергията на частицата, а само на тази част от енергията, която частицата е оставила в чувствителния обем на детектора. Частен случай е, когато частицата оставя цялата си енергия в чувствителния обем на детектора.

Тук ще се ограничим с най-характерните взаимодействия на частици с *високи енергии* – енергии, които са значително по-големи от средния йонизационен потенциал

$$\bar{I} \approx 13{,}5.Z \text{ eV}, \qquad (4.41)$$

където Z е атомният номер на веществото. При сложен химичен състав на веществото обикновено се въвежда *ефективен атомен номер* Z_{eff} . За едно и също вещество Z_{eff} е различен в зависимост от вида на лъчението, енергията на частиците, взаимодействието, което се разглежда. Затова ефективният атомен номер трябва да се използва много внимателно и, когато се взимат стойностите му от литературата, старателно да се проверява дали той е подходящ за конкретната задача, в която искаме да го използваме.

Същите известни 4 взаимодействия (силно или ядрено, електромагнитно, слабо и гравитационно), които пораждат различни ядрени (или по-общо казано – йонизиращи) лъчения, определят поведението на тези лъчения при преминаването им през веществото. В тази глава ще използваме термина "*взаимодействие*" в смисъл на това поведение. При това ще се ограничим с разглеждането само на тези взаимодействия, които имат значение за най-често използваните методи за регистриране на лъченията и измерването на някои от параметрите им.

Силното (ядрено) взаимодействие е най-интензивното взаимодействие в природата. Но при практическото регистриране на ядрените лъчения то има принос само за регистрирането на неутроните (чрез предизвикваните от тях ядрени реакции).

Гравитационното взаимодействие е най-слабото и при регистрирането на ядрените лъчения то може да се забележи само в случая на ефекта на Мьосбауер (резонансното безоткатно излъчване и поглъщане на γ-квантите).

Слабото взаимодействие предизвиква процеси далеч от предмета на настоящата монография.

Поради това тук ще се съсредоточим само върху електромагнитното вза-имодействие, което има основен принос за регистрирането на йонизиращите лъчения. То се проявява в многобройни форми, от които ще разгледаме само:

при заредени частици:

- ✓ йонизационни загуби на енергия;
- ✓ радиационни загуби на енергия.

при γ-кванти и Рентгеново лъчение:

- ✓ фотоефект,
- ✓ ефект на Комптън;
- ✓ раждане на двойка електрон-позитрон.

Кратко ще бъдат разгледани и някои взаимодействия на неутроните с веществото, важни за регистрирането им.

Сечение за взаимодействие

Използват се различни величини за числена оценка на вероятността за взаимодействие на дадена частица с веществото – *сечение за взаимодействие*, *коефициент на поглъщане* и др., комбинирани с прилагателни *атомен*, *масов*, *диференциален*, *интегрален* и др. В литературата и справочниците се използват както различни имена за една и съща величина, така и едно и също име за различни величини.

Опит за систематизиране са прави в БДС ISO 31-10, където се въвеждат следните величини, означения и определения:

✓ *Сечение за взаимодействие* σ – за дадена мишена и определена реак-ция или процес, предизвикан от заредени или незаредени частици от опреде-лен тип и енергия, сечението на взаимодействие е отношението на вероят-ността за въпросната реакция или процес в конкретната мишена към преноса (флуенса) на бомбардиращите частици. Видът на процеса се означава с долен индекс, например сечение на поглъщане σ_a , сечение на разсейване σ_s, сечение на делене σ_f. Единицата за измерване на сечението на взаимодейст-вие е квадратен метър m^2 . Не се допуска се използването на старата извънсистемна единица барн ($1\ b = 10^{-28}\ m^2$).

✓ *Пренос* (*флуенс*) на частици Φ – в дадена точка на пространството това е броят на частиците, пресичащи повърхността на малка сфера с център в тази точка, разделен на площта на диаметралното сечение на тази сфера.

Обикновено думата "частица" се заменя с името на конкретния вид частици, например пренос на протони. Измерва се в брой частици на m^2, т.е. в m^{-2}.

✓ *Поток частици* F – отношението на броя на частиците, които преминават през определена повърхност за малък интервал от време, към този интервал. Измерва се в s^{-1} .

✓ *Плътност на тока на частици* **J**, **S** – Векторна величина, интегралът на нормалната компонента на която върху произволно избрана повърхнина е равен на броя на частиците I, преминаващи през тази повърхнина за малък интервал от време, разделен на продължителността на този интервал $\int \mathbf{J}.\mathbf{e}_n dA = dI/dt$. За плътността на тока частици се използва обикновено означението **J**. Означението **S** се препоръчва, когато е възможно объркване с означението J за плътност на електричния ток. Функциите на разпределение на плътността на тока по скорост $\mathbf{J}_v$ и енергия $\mathbf{J}_E$ са свързани чрез $\mathbf{J} = \int \mathbf{J}_v dv = \int \mathbf{J}_E dE$. Единицата е $m^{-2}.s^{-1}$.

✓ *Пълно сечение за взаимодействие* σ_{tot} , σ_T – това е сумата от всички сечения за взаимодействие, съответстващи на различни реакции или процеси между бомбардираща частица и частица-мишена. В случай на тесен успоре-ден сноп от бомбардиращи частици това е сечението за взаимодействие, водещо до извеждане на бомбардираща частица от снопа. Измерва се в същите единици като сечението на взаимодействие.

✓ *Ъглово сечение за взаимодействие* σ_Ω – отношението на сечението за взаимодействие за излъчване или за разсейване на частица в елементарен пространствен ъгъл към този ъгъл: $\sigma = \int \sigma_\Omega d\Omega$. Измерва се в квадратни метри на стерадиан m^2/sr .

✓ *Спектрално сечение за взаимодействие* σ_E – отношението на сечение-то за взаимодействие за процес, при който енергията на излъчената или разсеяната частица попада в даден елементарен енергиен интервал, към големината на този интервал: $\sigma = \int \sigma_E dE$. Измерва се в квадратни метри на джаул m^2/J.

✓ *Спектрално ъглово сечение за взаимодействие* $\sigma_{\Omega,E}$ – отношението на сечението за взаимодействие, водещо до излъчване или разсейване на частица в елементарен пространствен ъгъл с енергия в елементарен енергиен интервал, към произведението на големините на елементарния ъгъл

и на елементарния енергиен интервал: $\sigma = \int\int \sigma_{\Omega,E} d\Omega dE$. Измерва се в квадратни метри на стерадиан.джаул $m^2/(sr.J)$.

Понякога ъгловото, спектралното и спектралното ъглово сечения за взаимодействия се наричат *диференциални сечения за взаимодействие*. Обикновено ъгловите и спектралните сечения за взаимодействие се означават с долни индекси. Сведения за бомбардиращите и за получените от реакцията частици могат да се посочат в скоби. Например $\sigma_{\Omega,E}$ (nE_0, p$E\theta$), $\sigma_{\Omega,E}$ (nE_0, p), $\sigma_{\Omega,E}(n, p)$. Сечението за взаимодействие на процеса, при който бомбардиращият неутрон с енергия E_0 предизвиква излъчване на протон в енергийния интервал (E, E + dE) и в елементарен пространствен ъгъл dΩ около ъгъла на разсейване θ, е $\sigma_{\Omega,E}$(nE_0, p$E\theta$)dΩdE. Понякога бомбардиращите и получените при взаимодействието частици се означават с индекси. В такъв случай индексите Ω и/или E, показващи ъгловия и/или спектралния характер, могат да бъдат написани като горни индекси, напр.: $\sigma_{n,p}^{\Omega,E}(E_0)$ или $\sigma_{n,p}^{\Omega,E}$. Ако индексите Ω и/или E са изпуснати напълно от означението на сечението на взаимодействие, ъгловият и/или спектралният характер на взаимодействието следва само от наличието в скобите на променливите θ и/или E за получаваните частици, напр.: $\sigma_{n,p}(E_0)$ или $\sigma_{n,p}(E, \theta)$. Тези променливи никога не трябва да се изпускат.

✓ *Плътност на сечение за взаимодействие, макроскопично сечение за взаимодействие* Σ – това е отношението на сумата от сеченията за взаимодействие за определена реакция или процес на всички атоми в даден обем, към този обем: $\Sigma = n_1\sigma_1 + ... + n_i\sigma_i + ...$, където n_i е концентрацията на атомите от вид i, а σ_i – сечението за взаимодействие за атоми от вида i. Когато частиците на мишената се намират в състояние на покой, $\Sigma = 1/l$, където l е *средният свободен пробег.*

✓ *Плътност на пълното сечение на взаимодействие, пълно макроскопично сечение на взаимодействие* Σ_{tot}, Σ_T – това е отношението на сумата на пълните сечения за взаимодействия на всички атоми в даден обем, към този обем.

✓ *Среден свободен пробег* l, λ – средното разстояние в определено вещество, което частиците изминават между два последователни акта на взаимодействие от определен тип. Измерва се в метри *m*.

✓ *Линеен коефициент на отслабване* μ, *μ.г.* $\mu = -(1/J)\, dJ/dx$, където J е проекцията на плътността на тока частици по x-направлението (по което се

определя линейният коефициент на отслабване). μ е равен на пълното макроскопично сечение за взаимодействие Σ_{tot} за изведените от снопа частици. Измерва се в m^{-1}.

✓ *Масов коефициент на отслабване*: $\mu_m=\mu/\rho$, където ρ е плътността на веществото. Измерва се в m^2/kg.

✓ *Моларен коефициент на отслабване*: $\mu_c = \mu/c$, където *c* е моларната концентрация на веществото. Измерва се в m^2/mol.

✓ *Атомен коефициент на отслабване* μ_a, μ_{at}: $\mu_a = \mu/n$, където *n* е обемната концентрация на атомите на веществото. μ_a е равен на пълното сечение за взаимодействие σ_{tot} за изведените от снопа частици. Измерва се в m^2.

Понякога сеченията или коефициентите се съпровождат от прилагателното "поглъщане" вместо "отслàбване", които изглеждат синоними. Понякога наистина са синоними, но понякога "поглъщане" означава поглъщане и на вторичните лъчения (понякога на всичките, понякога само на някои от тях), докато "отслабване" означава само извеждане на частица от снопа. Коефициентите на отслабване и на поглъщане се различават и по това дали се отнасят за броя на частиците в снопа или за енергията.

✓ *Пълна линейна спирачна способност* (*на вещество за заредени частици*) *S* – основна величина, която характеризира загубата на енергията на заредена частица при преминаването ѝ през веществото. Нарича се още и "*спирачна способност*". $S = -\,dE/dx$, където dE е загубата на енергия на една заредена частица с определена енергия при преминаване на разстояние dx във веществото. Включва загубите на енергия при удари и радиационните загуби. Измерва се в джаул на метър J/m или електронволт на метър eV/m. Отношението на пълната линейна спирачна способност на веществото към пълната линейна спирачна способност на стандартно вещество се нарича "*относителна линейна спирачна способност*".

✓ *Пълна атомна спирачна способност*" S_a : $S_a = S/n$, където *S* е пълната линейна спирачна способност и *n* е обемната концентрация на атомите във веществото. Измерва се в джаул по квадратен метър $J.m^2$ или електронволт по квадратен метър – $eV.m^2$.

✓ *Пълна масова спирачна способност*" S_m : $S_m = S/\rho$, където *S* е пълната линейна спирачна способност и ρ е плътността на веществото (измерва се в $J.m^2/kg$ или $eV.m^2/kg$). Отношението на пълната масова спирачна способност на веществото към пълната масова спирачна способност на стандартно вещество се нарича "*относителна масова спирачна способност*".

✓ *Среден линеен пробег* – разстоянието, на което при определени условия една заредена частица прониква в определено вещество, усреднено за група частици с една и съща енергия. Измерва се в m. Поради разсейването на частиците, при което те променят посоката си на движение, действителният им път през веществото е по-голям от средния линеен пробег (особено за леки заредени частици, каквито са електроните). Произведението на средния линеен пробег и плътността на веществото ρ се нарича "*среден масов пробег*" $R_\rho = R.\rho$ (измерва се в kg/m^2).

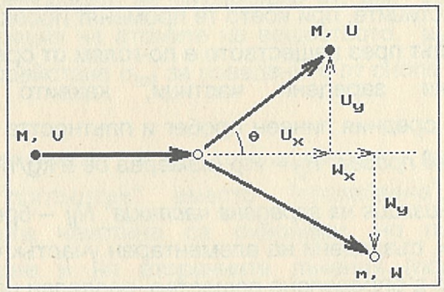
✓ *Линейна йонизация на заредена частица*" N_{il} – броят елементарни заряди с еднакъв знак, създадени на елементарен участък от пътя на заредена йонизираща частица в определено вещество, разделен на дължината на този елементарен участък. Измерва се в m^{-1}. Включена е и йонизацията, създадена от производни йонизиращи частици. "*Пълната йонизация на заредена частица*" N_i е общият брой елементарни заряди с еднакъв знак, създадени от заредена йонизираща частица по целия ѝ път в определено вещество: $N_i = \int N_{il} dl$.

✓ *Средна енергия за създаване на една двойка йони (средна енергия за създаване на елементарен заряд)* W_i е началната кинетична енергия на заредена йонизираща частица, разделена на пълната йонизация, предизвикана от тази частица. Измерва се в J или eV.

Класически еластичен удар

При енергиите, които тук ни интересуват, алфа- и бета-частиците и неутроните не могат да претърпят изменения на структурата си. При взаимодействията, съществени за регистрирането им, не се проявява техният вълнов характер. Поради това за някои груби оценки можем да използваме класическата нерелативистична механика, приложена към

еластичния удар. Разглеждаме сравнително простия случай, когато частица с маса M се движи със скорост V по оста x. Енергията ѝ е $E = MV^2/2$. Тя се удря в неподвижна частица с маса m (тъй като разглеждаме налитащи частици със сравнително голяма енергия, можем да пренебрегнем дори орбиталната скорост на електроните). След удара налитащата частица с маса M се разсейва на ъгъл θ със скорост U (с компоненти U_x и U_y в равнината на V и U), а частицата-мишена отскача със скорост $W(W_x, W_y)$ – фиг. 4.16.



Фиг. 4.16. *Схема на класически еластичен удар*

Предполагаме, че частиците не се възбуждат, не се освобождават от излишната си енергия, не се променят. Следователно сумата от кинетичните енергии след удара е равна на кинетичната енергия E_0 преди удара. От законите за запазване на енергията и импулса получаваме системата:

$$(4.42)\qquad \left|\begin{array}{l} MV^2 = MU^2 + mW^2 \\ MV = MU_x + mW_x \\ MU_y = -mW_y \\ \sin\theta = U_y / U \\ U^2 = U_x^2 + U_y^2 \\ W^2 = W_x^2 + W_y^2 \end{array}\right.$$

Чрез последователно заместване, за скоростта U на налитащата частица след удара получаваме квадратно уравнение с корени

$$(4.43)\qquad U_{1,2} = V.\frac{M\cos\theta \pm \sqrt{m^2 - M^2\sin^2\theta}}{M+m}.$$

За да има реално решение, подкоренната величина трябва да е положителна:

$$(4.44)\qquad m^2 \geq M^2\sin^2\theta\,.$$

Ако $m \geq M$ това условие е изпълнено за всяко θ, т.е. ако масата на налитащата частица е по-малка или равна на масата на частицата-мишена (например електрон, който се разсейва от електрон) разсейването може да бъде на произволен ъгъл, включително и назад. Ако, обаче, налитащата частица има по-голяма маса (например α-частица с маса $M \cong 8000\ m_e$ се разсейва от електрон с маса $m = m_e$), (4.44) води до ограничаване на максималния ъгъл на разсейване:

$$(4.45)\qquad |\sin\theta| \leq m / M = 1/8000\,,$$

или $\theta \leq 0{,}0072°$. Т.е. при еднократно взаимодействие на α-частица с електрон, тя ще се отклони на незначителен ъгъл. Поради това следите на α-частиците са почти прави линии, докато на електроните (или β-частиците) – силно начупени.

Решението U_1 съответства на показания на фиг. 4.16 случай. Решението U_2 е валидно, ако скоростта на налитащата частица преди удара е отрицателна (ъгълът θ се измерва от посоката $-x$ против часовниковата стрелка). Поради това ще разглеждаме само първото решение $U = U_1$ при $V > 0$. За частния случай $M = 1$ и $m = 2$ ($k = 2$) за някои ъгли на разсейване това решение е илюстрирано на фиг. 4.17. С тънка стрелка е показана скоростта на налитащата частица след удара, а с дебела – на частицата-мишена. Дължината на стрелката е пропорционална на тези скорости.

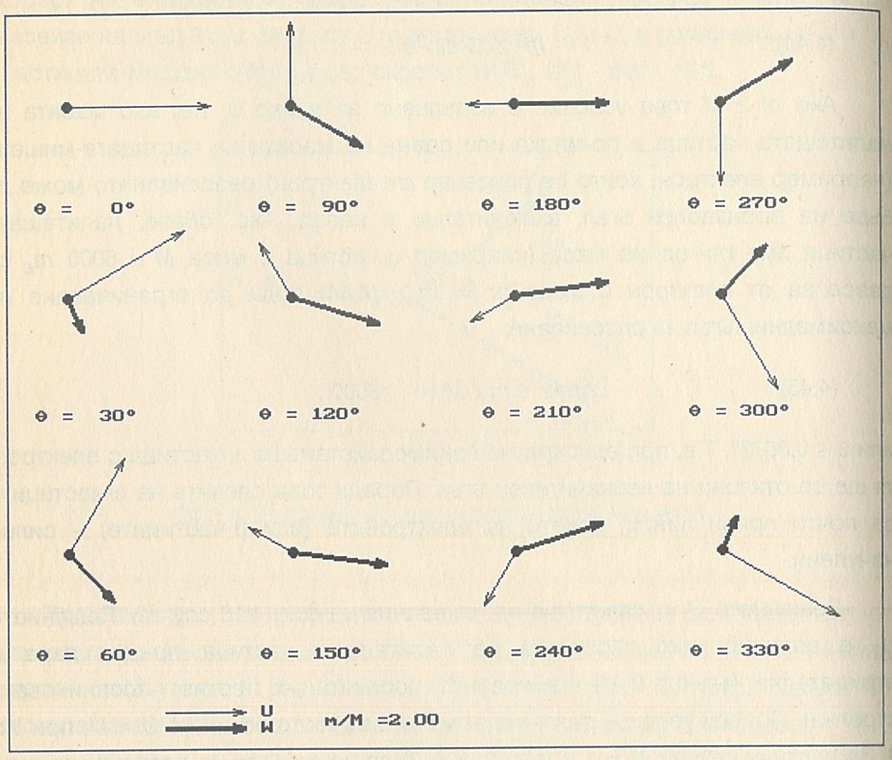
От четността на функцията $\cos\theta$ и от факта, че $\sin\theta$ участва на квадрат, следва, че разсейването на ъгли $\pm\theta$ е равноправно.

Първата производна на (4.43) по θ е

$$(4.46)\qquad \frac{dU}{d\theta} = -V\frac{\sin\theta}{1+k}\left(1 + \frac{\cos\theta}{\left(k^2 - \sin^2\theta\right)^{1/2}}\right),$$

където сме въвели безразмерната величина $k = m / M$.

Тя се нулира (т.е. скоростта на налитащата частица след удара ще има екстремум) при $\sin\theta = 0 \Rightarrow \theta = 0°$ или $180°$.



Фиг. 4.17. *Класически еластичен удар, когато налитащата частица е с по-малка маса от частицата-мишена*

Втората производна е

$$\frac{d^2U}{d\theta^2} = -V\frac{\cos\theta\left(k^2-\sin^2\theta\right)\left(\sqrt{k^2-\sin^2\theta}+\cos\theta\right)+\sin^2\theta\left(1-k^2\right)}{(k+1)\left(k^2-\sin^2\theta\right)^{3/2}} \tag{4.47}$$

и при $\theta = 0°$ ($\sin\theta = 0$; $\cos\theta = 1$) втората производна

$$\frac{d^2U}{d\theta^2} = -V\frac{1}{k} < 0 \tag{4.48}$$

е винаги отрицателна – следователно U ще има максимум. От (4.43) лесно се вижда, че в този случай $U = V$ (максималната възможна скорост е равна на скоростта на налитащата частица) и няма промяна на посоката на движение на налитащата частица – т.е. движението е без взаимодействие.

При $\theta = 180°$ $\sin\theta = 0$, $\cos\theta = -1$ и

$$\frac{d^2U}{d\theta^2} = V\frac{k-1}{k(k+1)} \geq 0. \tag{4.49}$$

Следователно U ще има минимална стойност – това съответства на централен удар, при който се предава максимална енергия.

Енергията на частицата-мишена след удара E_m лесно се изчислява от първото уравнение на (4.42)

$$E_m = 2E_0\frac{k-\cos\theta\sqrt{k^2-\sin^2\theta}+\sin^2\theta}{(1+k)^2} \tag{4.50}$$

За да намерим при каква стойност на k (отношението на масите на налитащата частица и на частицата-мишена) се предава максимална енергия, следва да диференцираме (4.50) по k и да приравним производната на нула:

$$\frac{dE_m}{dk} = 2E_0.\frac{\sqrt{k^2-\sin^2\theta}\left(1-k-2\sin^2\theta\right)-\cos\theta\left(k-k^2+2\sin^2\theta\right)}{(1+k)^3\left(k-\sin^2\theta\right)^{1/2}}. \tag{4.51}$$

След преработване на числителя се вижда, че той се нулира при $\sin\theta = 0$ – известният от по-горе случай на централен удар. След отстраняването на тази корен за k остава уравнение от 4-та степен:

$$k^4 + 2k^3 - 2k - 1 = 0, \tag{4.52}$$

което има троен корен $k = -1$ (който няма реален физичен смисъл) и един корен $k = 1$. Той показва, че максимална енергия се предава, когато масите на налитащата частица и на частицата-мишена са равни.

Лесно се вижда, че това е така, тъй като при $M = m$ и централен удар $U = 0$ – налитащата частица се спира, а цялата й енергия се предава на частицата-мишена, която продължава със същата скорост движението в същата посока. Случаят на електрон, сблъскващ се с електрон, не е интересен за регистрирането му, тъй като поради неразличимостта на елементарните частици нищо не се променя. Съвсем различно е, обаче, ако налитащата частица е неутрон, а мишената – водородно ядро (протон). Тогава неутронът ще предаде енергията си на протона. Последният, като заредена частица, може директно да йонизира и да бъде регистриран. На този ефект се основа един клас методи за регистриране на неутроните.

От физична гледна точка е интересен и случаят на $M >> m$ (α-частица се удря в електрон). Както се вижда от (4.43), при ограничението (4.45) изменението на скоростта на α-частицата ще бъде много малко. За по-лесна числена оценка ще пресметнем енергията E_e , която електрон може да получи при един удар от α-частица с енергия E_α в два гранични случая – при централен удар и при ъгъла на максимално разсейване на налитащата α-частица.

При централен удар $\sin\theta = 0$, $\cos\theta = -1$. Заместваме тези стойности в (4.50) и получаваме

$$E_e = 2E_\alpha \cdot \frac{k+k}{(1+k)^2} = \frac{4m_e M_\alpha}{(m_e + M_\alpha)^2} . E_\alpha . \qquad (4.53)$$

Ако заместим числените стойности например за $E_\alpha = 5$ MeV

$$E_e \cong \frac{4.1.8000}{(1+8000)^2} .5000 = 2{,}5 \text{ keV};$$

т.е. при един удар α-частицата губи твърде малка част от енергията си и трябват много удари, за да се спре. Малката промяна на енергията съответно води до малки изменения на скоростта й, откъдето следва, че превръщането на енергията в спирачно лъчение е неефективно. Обратно, леките частици, като електроните, рязко изменят скоростта си, поради което при тях спирачното лъчение е много по-силно.

Подобно, при разсейване на максимален ъгъл $k^2 - \sin^2\theta = 0$, откъдето $\sin^2\theta = k^2$ и

$$E_e = 2E_\alpha \frac{k+k^2}{(1+k)^2} = 2E_\alpha \cdot \frac{m_e}{M_\alpha + m_e} = 2.5000 . \frac{1}{8000+1} \cong 1{,}25 \text{ keV}, \qquad (4.54)$$

т.е. електронът ще получи половината от енергията, която получава при централния удар.

Друг частен случай при $M = m$ е разсейването на електрон от електрон при ъгъл на разсейване $\theta = 45°$. Лесно се вижда, че енергията на падащия електрон се разпределя поравно между разсеяния електрон и електрона-мишена, които се разлитат във взаимно перпендикулярни направления. Т.е. след такъв удар два равноправни електрона продължават движението си в средата, като се получава разклоняване на следата.

Разгледаният класически еластичен удар е много интересен пример как със сравнително прост математичен апарат може да се изясни физичната картина. Разбира се, в микросвета често се налага използването на много по-сложен математичен апарат, който е по-близък до представите ни за физич-ната картина в микросвета. Отчитането на много свързани явления усложнява формулите до степен, че от една страна се губи физичната картина, а от друга – става много трудно да се получат числени оценки или поне характерът на зависимостите от отделните параметри. Поради това за един физик е много важно да може да оценява границата на приложимостта на по-простите модели и да си представя реалната физична картина, да отделя важните за конкретното измерване фактори, качествените изменения при промяна на условията. Например какво може да очаква, ако промени веществото и размерите на детектора, вида или енергията на използваните лъчения. А за точните пресмятания да използва подходящи справочници, в които са табулирани необходимите му величини. Обикновено те се получават в резултат на много сериозна научно-изследователска работа, отчитаща известните на дадения етап на развитие на науката теоретични данни, сравняването им с най-надеждните за този етап опитни данни за отделни частни случаи и екстраполирането и интерполирането им в достатъчно гъста мрежа за практическо използване. Само по себе си отделянето от огромния обем публикувани измервания на тези данни, които могат да бъдат класифицирани като "най-надеждни", също е многообемна и сериозна работа.

Поради това тук се ограничаваме само с най-простите формули, които отразяват най-важните зависимости. В бъдещата си работа, обаче, физикът е длъжен да използва по-пълните формули. Може би най-трудното е да прецени

момента, след който усложняването на математичния апарат вече не подобрява точността на конкретното изследване.

Взаимодействия на заредени частици с веществото

Йонизационни загуби

Разгледаната по-горе опростена физична картина на еластичен удар обяснява качествено движението на заредена частица през веществото. Електричният заряд на частицата взаимодейства с електричния заряд на атомните електрони. Поради далечното действие на кулоновите сили частицата взаимодейства с голям брой електрони, като им предава част от енергията си. Електроните-мишени не са свободни. Това налага да се въведат две уточнения на този модел:

1. Поради връзката на електроните с ядрото те се проявяват с по-голяма "ефективна" маса, което има значение в някои случаи за диференциалното сечение на разсейване. Например обратното разсейване на електроните е по-вероятно от вещества с по-голям атомен номер;

2. Част от енергията, която получава атомният електрон, се изразходва за откъсването му от атомната обвивка или само за преместването му на по-горен слой. Това води съответно до йонизиране или възбуждане на атомите, а загубите на енергия от частицата обобщено се наричат *йонизационни загуби*.

Подробното разглеждане на процеса на регистриране на една частица изисква да се проследява не само нейното поведение, но и вторичните ефекти, предизвикани от движението ѝ:

- избитите електрони със сравнително висока енергия;
- характеристичните рентгенови кванти и
- Оже-електроните при снемането на възбуждането на атомите;
- светлинните кванти, които се пораждат при заемането на свободните места в най-външните електронни слоеве или при снемане на възбуждането на кристалната решетка.

За по-лесно обикновено тези ефекти се разглеждат отделно един от друг, но винаги трябва да се помни, че реално те протичат последователно или практически едновременно и понякога си влияят взаимно.

Йонизационните загуби са главният механизъм при преминаването на тежки заредени частици (алфа-частици, протони, парчета на делене) през веществото. Кинетичната енергия, отдадена от заредената частица на единица път за възбуждане и йонизиране на атомите на средата, при определени теоретични предпоставки се описва от различни формули. Може би най-простата формула, валидна за тежки заредени частици (протони, α-частици и по-тежки), е:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^2 Z_2 e^4 N}{mv^2} \ln\left(\frac{2mv^2}{I}\right), \qquad (4.55)$$

където m и e са масата и зарядът на електрона,

Z_1 и v – зарядът и скоростта на движещата се частица,

Z_2 и N – зарядът и броят на ядрата в единица обем на спиращия материал,

I – средният йонизационен потенциал на спиращите атоми.

За леки заредени частици – електрони, тя трябва да бъде изменена, тъй като дори при сравнително ниски енергии скоростта им е близка до скоростта на светлината и е необходимо да се отчитат релативистичните ефекти.

Тук ще направим сравнително подробен анализ на тази формула. Много от отбелязаните особености важат и за други формули, но там няма да бъдат коментирани.

От тази формула се набива на очи, че частта от пълната спирачна способност, дължаща се на йонизационните загуби, е пропорционална на заряда на ядрата на спиращия материал Z_2. Това е едно често срещано заблуждение, тъй като се пропуска другия множител N – броят на ядрата в единица обем на спиращия материал. Той се определя от числото на Авогадро $N_A \cong 6{,}023.10^{23}$ mol^{-1}.

Съгласно СИ mol (мол) е количеството вещество на система, съдържаща толкова структурни елемента, колкото атоми се съдържат в точно 0,012 kg въглерод-12. Структурните елементи са атоми, молекули, йони, електрони или

други частици или определени групировки от тях. (Внимание – понякога се среща стойността $N_A \cong 6{,}023.10^{26}$ mol^{-1}, при която се подразбира определение на мол, приведено към 12 kg ^{12}C – стари термини грам-атом и килограм-атом).

Следователно в 1 g вещество се съдържат N_A/A атома, където A е атомната маса, изразена в u (атомни единици маса) – не бъркайте с масовото число, а в 1 cm^3 има ρ g вещество (ρ е плътността на веществото). Следователно произведението $Z_2.N$ е равно на

$$Z_2 N = N_A \rho \frac{Z_2}{A}. \qquad (4.56)$$

Ако изключим лекия изотоп на водорода (при който $Z/A = 1$), при леките стабилни нуклиди $Z/A \cong 1/2$ и слабо намалява с нарастването на атомния номер, като при най-тежкия природен нуклид ^{238}U (условно да го приемем за стабилен) $Z/A = 92/238 \cong 1/2{,}6$. Следователно dE/dx не само че не расте линейно със заряда на атомите на спиращото вещество, но и слабо намалява. В същата посока влияе и изменението на средния йонизационен потенциал I (вж. ф-ла (4.41)), но това влияние е отслабено, тъй като се намира в бавно изменящата се логаритмична функция.

Поради това често за ориентировъчни оценки се приема, че dE/dx не зависи от материала на забавителя и се използват стойностите за алуминий, който се намира около средата на Менделеевата таблица, и които най-често се срещат в справочниците.

От (4.55) се вижда, че dE/dx зависи квадратично от заряда на падащата частица. От тук може да се направи прибързан извод, че за електрони dE/dx ще бъде 4 пъти по-малка в сравнение с α-частиците ($Z_\alpha = 2Z_e$), докато знаем, че α-частиците имат много по-голяма йонизираща способност. Причината е, че по-често ядрените физици мислят с термина "енергия", отколкото със "скорост". А в знаменателя на (4.55) фигурира точно скоростта на частицата. При $E_e = E_\alpha$ в класическо приближение $v_\alpha^2 = v_e^2 m_e / m_\alpha$. Т.е. тя е около 8000 пъти по-малка в сравнение със скоростта на електрон със същата енергия, следователно толкова пъти йонизиращата способност на α-частиците е по-голяма в сравнение с тази на електроните при еднаква енергия. В действителност тази зависимост е малко по-слаба, тъй като v^2 участва и в числителя, но много по-слабо (чрез логаритмичната функция). Масата на

падащата частица не участва в явен вид във формулата, но тя се проявява косвено чрез връзката между енергията и скоростта.

От разглеждането на класическия еластичен удар видяхме, че при движението на тежки заредени частици (напр. α-частици) могат да се родят сравнително високоенергетични електрони. Това са т.н. δ-електрони, които също йонизират средата. Следователно при анализа на работата на един детектор за α-частици трябва да разглеждаме първичната йонизация, създавана не само непосредствено от α-частиците, но и от породените от тях δ-електрони.

Радиационни загуби

От класическата електродинамика е известно, че движещ се с ускорение електричен заряд излъчва електромагнитно лъчение, чиято енергия е пропорционална на квадрата на ускорението. Това особено силно важи за електроните, които, както видяхме от модела на еластичния удар, в един акт на взаимодействие могат да отдадат цялата си енергия и да спрат. Следователно те изпитват голямо отрицателно ускорение (закъснение), което може да бъде съпроводено с излъчването на един електромагнитен квант, отнасящ цялата им енергия. Това лъчение се нарича и *спирачно лъчение*. То широко се използва в рентгеновите тръби, където спирачното рентгеново лъчение се получава при спирането на ускорени с високо напрежение електрони.

Изведени са различни формули за енергията на спирачното лъчение и спектралния му състав, които зависят от началната енергия на електроните и заряда на атомите на поглътителя и отчитат различни механизми. Тук ще се ограничим само с някои най-общи зависимости.

На първо място, очевидно е, че спирачното лъчение може да бъде съществено само за електрони, тъй като видяхме, че тежките заредени частици слабо променят енергията и посоката си на движение при единичен удар с електрон. Те могат да изпитат значително ускорение при удар с ядро, но това е сравнително рядък случай.

Радиационните загуби са пропорционални на квадрата на заряда на атомите на средата Z, концентрацията на атомите N и кинетичната енергия на електроните E_e

$$\frac{dE}{dx} \approx Z^2 N E_e . \qquad (4.57)$$

Числените оценки показват, че радиационните загуби стават сравними с йонизационните при енергия на електроните около 10 MeV в олово и около 100 MeV във вода. Енергетичният спектър на квантите е непрекъснат, като енергията им E_γ е от 0 до енергията на електроните, а броят им намалява приблизително обратнопропорционално на енергията: $N(E_\gamma) \approx 1/E_\gamma$.

Средният линеен пробег l се получава чрез интегриране на спирачната способност dE/dx:

$$l = \int_{E_{max}}^{0} \frac{dE}{(dE/dx)} . \qquad (4.58)$$

Това може да се направи сравнително лесно за α-частици, тъй като те слабо променят посоката си на движение и пътят им във веществото е почти равен на пробега им. При електроните, напротив, силно начупеният им път е значително по-дълъг от пробега им.

Взаимодействия на рентгенови и гама-кванти с веществото

Поради еднаквата физична същност на рентгеновите кванти и на гама-квантите (порции електромагнитна енергия), тук ще говорим само за гама-кванти, но то ще се отнася и за рентгеновите кванти. Разбира се, при числените оценки трябва да се държи сметка за енергията им. Вероятността за взаимодействие на квант електромагнитно лъчение много силно зависи от енергията (честотата му). Известни са около 20 различни типа взаимодействие на електромагнитното лъчение с веществото. Обаче от тях само 3 (фотоефект, Комптънов ефект и раждане на двойка електрон-позитрон) имат съществено значение за регистрирането на фотонното лъчение и поради това само те ще бъдат разгледани. Разбира се, при по-прецизни измервания се налага да се отчитат и някои от другите ефекти.

Фотоефект

При фотоефекта гама-квантът предава цялата си енергия E_γ на електрон от обвивката на един атом и престава да съществува. Задължително условие за реализирането на фотоефект е електронът да бъде свързан в атом. Не е възможно предаване на цялата енергия на γ-кванта на свободен електрон (подобно на разгледания класически еластичен удар), тъй като не може да се удовлетворят едновременно и законът за запазване на енергията, и законът за запазване на импулса. Част от импулса се поема от атома като цяло. Следователно избитият фотоелектрон ще има енергия E_{ph}

$$E_{ph} = E_\gamma - E_b , \qquad (4.59)$$

където E_b е енергията на свързване на електрона. След избиването на електрон атомът остава като йон във възбудено състояние. След много кратко време свободното място в атомната обвивка се заема от електрон от по-висок слой или свободен електрон и енергията на свързване се превръща в енергия на един или няколко характеристични рентгенови кванта. При анализа на поглъщането на γ-кванти или на регистрирането им винаги трябва да се отчита и наличието и поведението на тези Ro-кванти.

Необходимостта електронът да е свързан определя основните свойства на фотоефекта:

- ✓ зависимостта на сечението за фотоефект от енергията на падащите γ-кванти;
- ✓ съотношението на вероятностите за фотоефект от различните електронни слоеве;
- ✓ зависимостта на сечението за фотоефект от заряда на ядрата на средата.

За големи енергии на γ-кванта (в сравнение с енергията на свързване на електрона) сечението за фотоефект е малко и расте с намаляването на E_γ приблизително по закона $1/E_\gamma^a$. При големи енергии степенният показател $a \cong 1$; с намаляването на енергията той расте и достига $a \cong 7/2$ при приближа-

ването ѝ до енергията на свързване на *K*-електроните $(E_b)_K$. Ако $E_\gamma < (E_b)_K$, фотоефектът става енергетично невъзможен за *K*-електроните. Гама-квантът може да избие *L*-електрон, който е по-слабо свързан. Поради по-слабата му свързаност сечението ще бъде по-малко. Например за оловото *K*-краят е при 88,004 keV. За малко по-голяма енергия на γ-квантите σ_{ph} = 7,30 cm^2/g; за малко по-малка – σ_{ph} = 1,51 cm^2/g.

С намаляването на енергията на гама-кванта под енергията на свързване на *K*-електроните, сечението за фотоефект отново започва да расте – енергията на γ-кванта се приближава до енергията на свързване на *L*-електроните. Но при спадане на E_γ под $(E_b)_L$ отново сечението рязко пада, тъй като фотоефектът вече е възможен само на по-слабо свързаните *M*-, *N*- и т.н. електрони. В зависимостта на сечението за фотоефект от енергията на гама-квантите се наблюдават характерни "скокове" при енергиите на свързване на електроните.

По-точните квантово-механични пресмятания позволяват да се оценят относителните сечения за фотоефект на различни слоеве:

$$\sigma_L/\sigma_K \approx 1/5; \qquad \sigma_M/\sigma_L \approx 1/4; \qquad \sigma_M/\sigma_K \approx 1/20 .$$

"Скоковете" в сечението за фотоефект могат да се използват за селективно разделяне на близки по енергия гама-линии. Например в Мьосбауеровата спектроскопия често се работи с източник ^{119m}Sn, чиято резонансна гама-линия (нужната ни) е с енергия 23,8 keV, но се съпровожда от пречеща Ro-линия с енергия 25,2 keV. Амплитудното разделяне на тези две линии е практически невъзможно. Подходящо е, обаче, използването на паладиеви филтри. Паладият има *K*-край на поглъщането при 24,4 keV, поради което той поглъща с много по-голяма вероятност рентгеновото лъчение, отколкото резонансното. Оптималната дебелина на филтъра е около 0,05 mm Pd, който намалява интензитета на резонансната линия 2 пъти, а на пречещото рентгеново лъчение – около 20 пъти.

Скоковете в сечението могат да се използват и за груба оценка на енергията на γ- и Ro-лъчение с енергии под около 100 keV, когато не разполагаме с γ-спектрометър, например при работа с дозиметър с йонизационна камера или Гайгер-Мюлерови броячи, или със сцинтилационен детектор с интегрално броене на импулсите. За целта могат да се използват филтри от различни материали (Табл. 4.2) и да се сравнява фотопоглъщането в тях.

Таблица 4.2. *K-край и сечения за фотоефект*

Материал, атом. слой	Z	Енергия на ръба, keV	Сечение за фотоефект, cm^2/g	
			под ръба	над ръба
алуминий, K	13	1,56	353	4890
титан, K	22	4,97	74,3	759
желязо, K	26	7,11	47,2	440
мед, K	29	8,98	34,2	300
L_I		1,10	11300	12700
кадмий, K	48	26,71	7,77	51,3
L_I		4,02	1300	1480
L_{II}		3,73	1130	1550
L_{III}		3,54	356	1350
калай, K	50	29,20	6,80	44,0
L_I		4,46	1080	1240
L_{II}		4,16	929	1280
L_{III}		3,93	306	1130
волфрам, K	74	69,52	2,09	10,8
L_I		12,10	208	241
L_{II}		11,54	171	236
L_{III}		10,20	84,8	236
M_I		2,82	2180	2550
M_{II}		2,58	2300	2740
M_{III}		2,28	2760	3170
M_{IV}		1,87	4100	4650
M_V		1,81	1410	4420
олово, K	82	88,00	1,51	7,30
L_I		15,86	132	153
L_{II}		15,20	107	148
L_{III}		13,04	61,0	158
M_I		3,85	1350	1560
M_{II}		3,55	1410	1670
M_{III}		3,07	1760	2030
M_{IV}		2,59	2500	2830

M_V		2,48	869	2720

При използването на този метод следва да се има предвид, че в таблицата са приведени сеченията само за фотоефект. Реалните отношения за пълните сечения под и над съответния ръб ще бъдат по-малки. Освен това трябва да се отчита ефектът на преминаване както през *K*-края, така и през по-нискоенергетичните *L*- и *M*-ръбове.

При по-тежките атоми (с ядра с голям пореден номер *Z*) енергията на свързване на електроните е по-голяма. Това определя и силната зависимост на сечението за фотоефект (на атом) от Z: $\sigma_{ph} \approx Z^n$ (за интересуващата ни енергийна област n е между 4 и 5). Тази зависимост също може да се използва за идентифициране на лъчението, когато е затруднено спектрометрирането. Например дълго време в АЕЦ "Козлодуй" остава неоткрито замърсяване с радионуклида ^{55}Fe. Той се разпада чрез електронно залавяне и поради това излъчва единствено Ro-кванти с енергия 5,9 и 6,5 keV. Поради малката им енергия те се поглъщат лесно от тънък Al-филтър и са приемани за β-лъчение (за което е характерно лесно поглъщане от алуминия и каквото присъства в замърсяванията). Едва след сравняване на измервания на една проба през Al- и W-филтри с еднаква плътност (няколко mg/cm^2) се доказва наличието на Ro- (или гама) лъчение. Поглъщането на електромагнитното лъчение е много по-голямо във волфрамовия филтър поради много по-големия Z в сравнение с алуминиевия филтър. Ако е β-лъчение, поглъщането не би трябвало да се промени силно.

При ниски енергии фотоелектроните се избиват перпендикулярно на падащия γ-квант; а при високи енергии ъгловото разпределение се изтегля напред по посоката на погълнатия γ-квант.

Ефект на Комптън

Това е точно разгледаният по-горе случай на еластичен удар, когато падащата частица е γ-квант с енергия E_γ, а мишената – свободен електрон. Системата (4.42) трябва да бъде изменена като се отчете импулса на γ-кванта $\mathbf{p}_\gamma = E_\gamma/c$ (c е скоростта на светлината) и релативистичното изменение на масата на електрона. За енергията на разсеяния γ-квант E'_γ и на Комптъновия

електрон E_e и за ъгъла на излитане на електрона Ω, когато γ-квантът се разсейва на ъгъл θ, се получава:

$$\varepsilon'_\gamma = \frac{\varepsilon_\gamma}{1+\varepsilon_\gamma(1-\cos\theta)}$$

$$\varepsilon_e = \varepsilon_\gamma - \varepsilon'_\gamma = \frac{\varepsilon_\gamma^2(1-\cos\theta)}{1+\varepsilon_\gamma(1-\cos\theta)} \qquad (4.60)$$

$$\operatorname{tg}\Omega = \frac{\varepsilon_\gamma \sin\theta}{\varepsilon_\gamma - \varepsilon'_\gamma\cos\theta} = \frac{1}{1+\varepsilon_\gamma}\operatorname{ctg}\frac{\theta}{2}$$

където енергията е изразена в единици m_ec^2 ($\varepsilon = m_ec^2$; $m_ec^2 = 511$ keV).

Характерни са двата гранични случая:

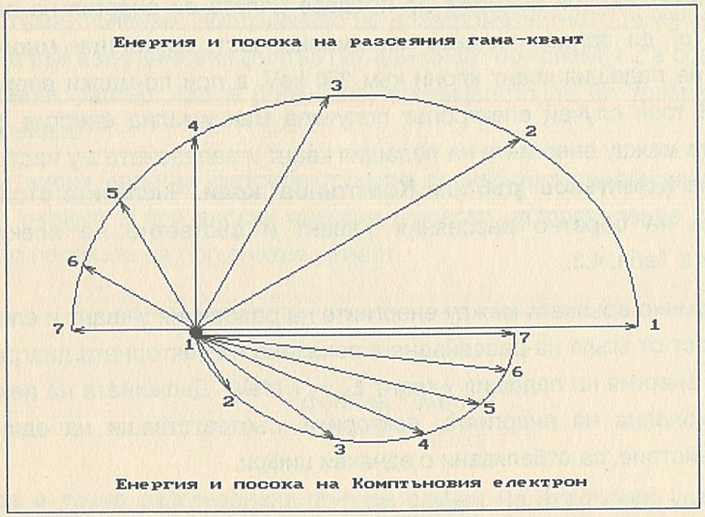
✓ θ = 0° - γ-квантът "се хлъзга" покрай електрона, практически без взаимодействие, губи много малка част от енергията си и съответно практически не предава енергия на електрона;

✓ θ = 180° - γ-квантът "се удря челно" в електрона, максимално променя посоката си на движение, като се връща назад (**обратно разсейване**). Но той не може да предаде цялата си енергия на електрона, "длъжен е" да запази някаква минимална част, която при много големи енергии на падащия квант клони към 250 keV, а при по-малки енергии е по-малка. В този случай електронът получава максимална енергия, равна на разликата между енергията на падащия квант и запазената му част. Често тя се нарича **Комптънов ръб** или **Комптънов край**. Числените стойности на енергията на обратно разсеяния γ-квант и съответно на електрона са показани в Табл. 4.3.

Графично връзката между енергиите на разсеяния γ-квант и електрона в зависимост от ъгъла на разсейване е показана на векторната диаграма (фиг. 4.18) при енергия на падащия γ-квант E_γ = 1 MeV. Дължината на векторите е пропорционална на енергията; векторите, съответстващи на един акт на взаимодействие, са отбелязани с еднакви цифри.

Таблица 4.3. *Енергия E_γ на обратно разсеяния Комптънов γ-квант и енергията E_e на съответния електрон (Комптънов ръб) в зависимост от енергията на падащия γ-квант E_γ.*

E_γ, keV	E'_γ, keV	E_e, keV
100	72	28
122	83	39
200	112	88
255	128	127
511	170	341
662	184	478
1000	204	796
1172	210	962
1332	214	1118
2000	227	1773
10 000	249	9751



Фиг. 4.18. *Полярна диаграма на енергиите и ъглите на разсеяните γ-квант и Комптънов електрон*

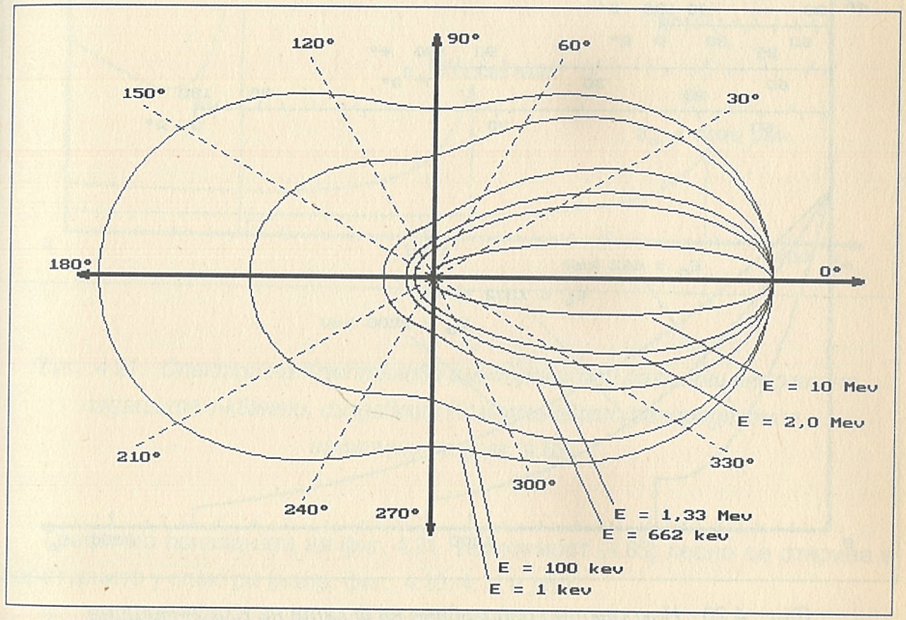
Ъгловото диференциално сечение (вероятността за разсейване на γ-кванта в единичен пространствен ъгъл dθ) обикновено се описва с формулата на Клайн-Нишина

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{r_0^2}{2}\cdot\frac{\varepsilon_\gamma'^2}{\varepsilon_\gamma^2}\cdot\left(\frac{\varepsilon_\gamma}{\varepsilon_\gamma'}+\frac{\varepsilon_\gamma'}{\varepsilon_\gamma}-\sin^2\theta\right), \tag{4.61}$$

където $r_0 = \dfrac{e^2}{mc^2} = 2{,}81.10^{-13}$ cm е класическият радиус на електрона.

Като заместим енергията на разсеяния γ-квант, използвайки (4.60), получаваме диференциалното сечение на единица пространствен ъгъл като функция на ъгъла на разсейване:

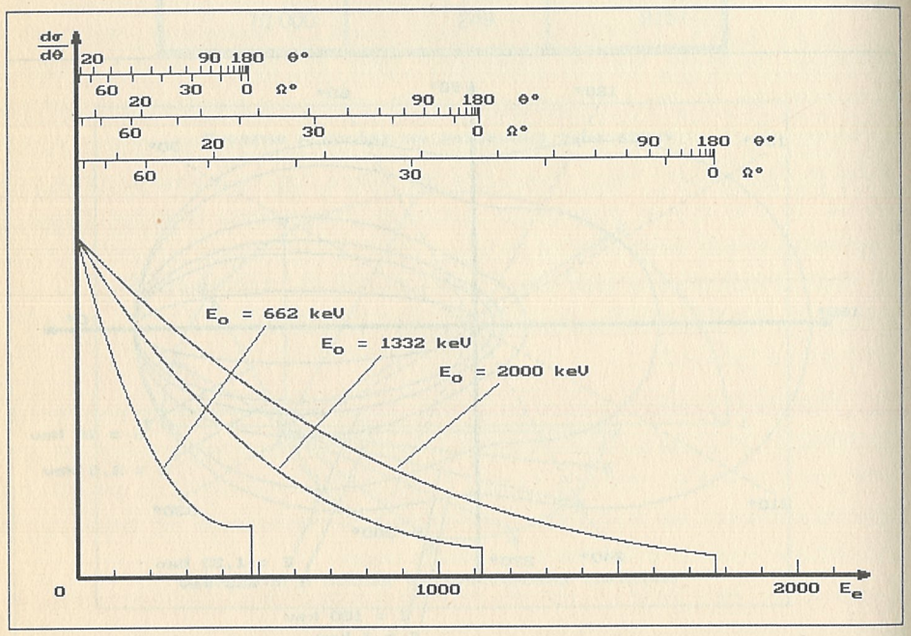
$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{r_0^2}{2}\cdot\frac{\left(1+\cos^2\theta\right)}{\left[1+\varepsilon_\gamma(1-\cos\theta)\right]^2}\cdot\left\{1+\frac{\varepsilon_\gamma(1-\cos\theta)^2}{\left(1+\cos^2\theta\right)\left[1+\varepsilon_\gamma(1-\cos\theta)\right]}\right\}. \tag{4.62}$$



Фиг. 4.19. *Ъглово разпределение на вероятността за Комптъново разсейване при различни енергии*

Графично тази зависимост, за различни енергии на падащия γ-квант, е показана на фиг. 4.19. Дължината на радиус-векторите е пропорционална на вероятността за разсейване на съответния ъгъл. При ниски енергии вероятността за разсейване напред и назад е симетрична, при високи енергии разпределението е силно изтеглено напред.

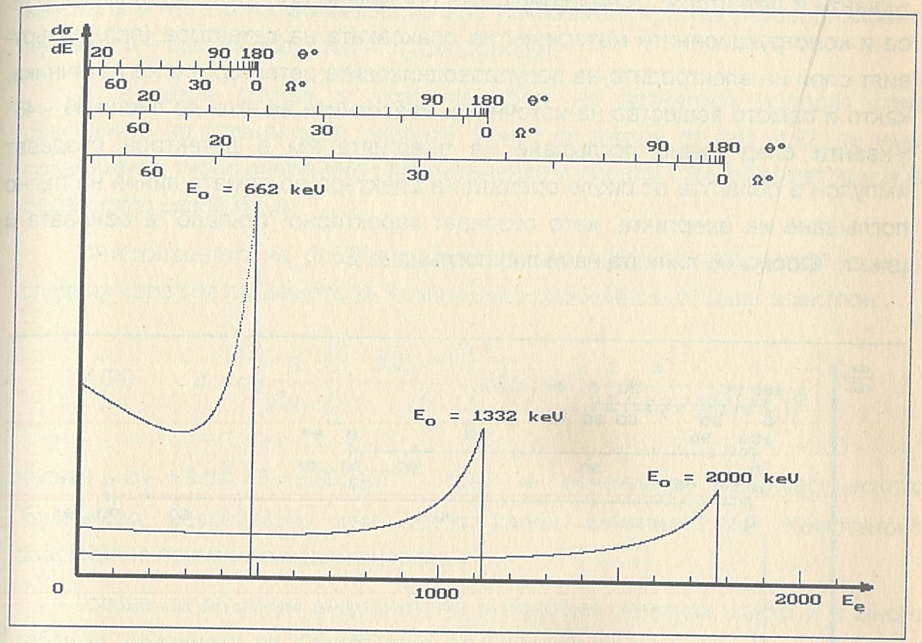
За практически цели е интересно да бъде изчислено диференциалното сечение по енергията на Комптъновите електрони. Те образуват частта от апаратурния γ-спектър, дължаща се на Комптъново разсейване и последващо излитане на разсеяния квант от чувствителния обем на детектора. Използването на (4.61) или (4.62) води до некоректен резултат, показан на фиг. 4.20. Причината е, че формулата на Клайн-Нишина дава вероятността за разсейване в единица пространствен ъгъл, докато ширината на каналите в спектъра е постоянна. А връзката между енергията и ъгъла на разсейване е силно нелинейна. Това се вижда ясно от скалите на ъглите на разсейване на γ-кванта θ и на електрона Ω, показани в горния край на фигурата.



Фиг. 4.20. *Некоректно използване на ф-лата на Клайн-Нишина за описване на Комптъновата съставяща на апаратурен γ-спектър*

За коректно описване на Комптъновата съставяща на апаратурния γ-спектър (на моноенергетично лъчение) трябва да се използва диференциалното сечение на разсейване на единица енергия $d\sigma/d\varepsilon_\gamma$

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon'_\gamma} = \frac{\pi r_0^2}{\varepsilon_\gamma \varepsilon'_\gamma} \cdot \left[1 + \frac{\varepsilon'^2_\gamma}{\varepsilon^2_\gamma} - \frac{2(\varepsilon_\gamma + 1)}{\varepsilon^2_\gamma} + \frac{1 + 2\varepsilon_\gamma}{\varepsilon^2_\gamma} \cdot \frac{\varepsilon'_\gamma}{\varepsilon_\gamma} + \frac{1}{\varepsilon_\gamma \varepsilon'_\gamma} \right]. \tag{4.63}$$



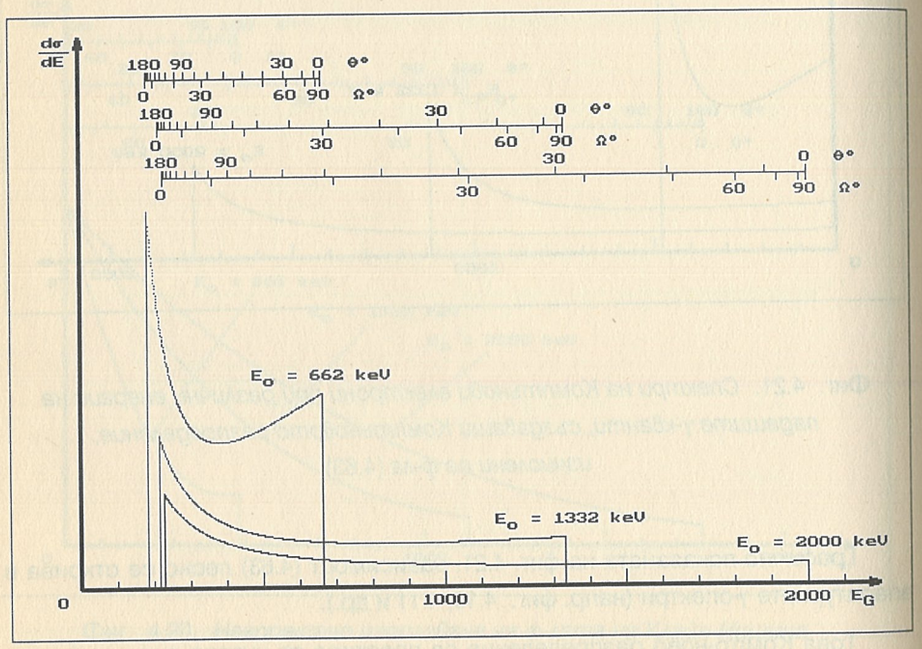
Фиг. 4.21. *Спектри на Комптънови електрони при различни енергии на падащите γ-кванти, създаващи Комптъновото разпределение, изчислени по ф-ла* (4.63)

Графично показаната на фиг. 4.21. зависимост (4.63) лесно се открива в апаратурните γ-спектри (напр. фиг. 4.10, 4.11 и др.).

Това Комптъново разпределение се простира от нулева енергия (нулев канал) до Комптъновия ръб (Табл. 4.3.). Разбира се, поради ограничената енергийна разделителна способност на детектора и статистическия характер

на радиоактивното разпадане и взаимодействието на лъчението с веществото, в апаратурните γ-спектри този ръб е "размазан".

Спектрите на Комптъново разсеяните γ-кванти са показани на фиг. 4.22. В γ-спектрите те се проявяват, ако Комптъновото разсейване е в материали, разположени около активния обем на детектора. Ако разсейването е на малки ъгли, изменението на енергията на γ-квантите е малко. Това се осъществява, когато те преминават през поглътители, разположени между източника на γ-кванти и детектора. Освен специално поставени поглътители, "поглътители" са и конструкционните материали на опаковката на детектора (вкл. и мъртвият слой на електродите на полупроводниковите детектори) и на източника, както и самото вещество на източника. Разсеяните на ъгли до около 30 ÷ 45° γ-кванти след пълно поглъщане на енергията им в детектора създават импулси в областта от около средата на спектъра до самата линия на пълно поглъщане на енергията, като създават характерно "стъпало" в основата ѝ (вж. т. "Форма на линията на пълно поглъщане").



Фиг. 4.22. *Разпределение на Комптъново разсеяните γ-кванти по енергия*

Разсеяните на големи ъгли ($90° < \theta < 180°$) γ-кванти могат да попаднат в детектора, ако:

- ✓ източникът е разположен между разсейвателя и детектора;
- ✓ активният обем на детектора е разположен между източника и разсейвателя. В този случай ролята на разсейвател се изпълнява от материали, които неправилно често пъти считаме за съставна част на детектора (напр. при сцинтилационните детектори стъклената пластинка, която херметизира кристала и челото на фотоелектронния умножител; при полупроводниковите детектори – дънния електрод и студопровода).

И в двата случая в активния обем на детектора попадат само разсеяните на големи ъгли γ-кванти. Както се вижда от фиг. 4.22, те имат сравнително тясно енергийно разпределение и поради това оформят *линия на обратното разсейване*.

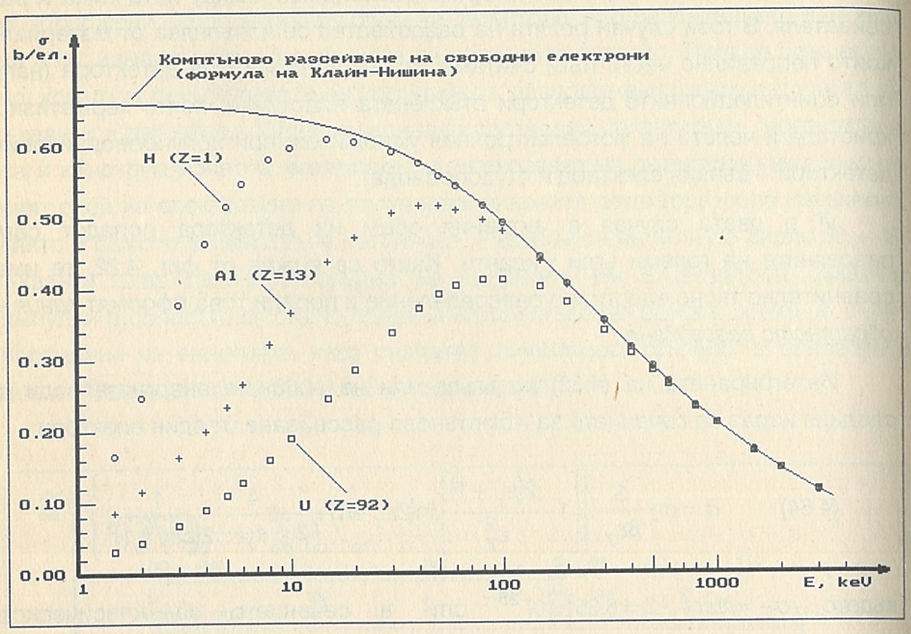
Интегрирането на (4.62) по ъгъла или на (4.63) по енергията води до следния израз за сечението за Комптъново разсейване от един електрон:

$$(4.64) \qquad \sigma = \sigma_T \frac{3}{8\varepsilon_\gamma}.\left\{\left[1-\frac{2(\varepsilon_\gamma+1)}{\varepsilon_\gamma^2}\right].\ln(2\varepsilon_\gamma+1)+\frac{1}{2}+\frac{4}{\varepsilon_\gamma}-\frac{1}{2(2\varepsilon_\gamma+1)^2}\right\}$$

където $\sigma_T = 8\pi r_0^2 / 3 = 6{,}651.10^{-25}$ cm^2 е сечението за класическото Томсъново разсейване, към което клони сечението за Комптъново разсейване при много малки енергии.

Трябва да обърнем внимание, че в подобни формули, както и в много таблици, сечението за Комптъново разсейване се привежда, умножено по заряда на ядрото Z. Това създава погрешното впечатление за линейна зависимост между сечението за Комптъново разсейване и заряда на атома. Докато, както видяхме, Комптъновото разсейване става на свободни електрони, или поне на електрони, които са много слабо свързани (в сравнение с енергията на γ-кванта). Причината е, че се привежда сечението за разсейване от един атом, което очевидно е Z пъти по-голямо от сечението за един електрон (в един атом има Z електрона). Разбира се, при по-прецизни пресмятания трябва да се използват по-точните в сравнение с (4.64) таблични стойности, които отчитат и влиянието на свързването на електроните в атомните обвивки. Разликите в Комптъновото сечение на един електрон от различни елементи са показани на фиг. 4.23, сравнени с

интегралната формула на Клайн-Нишина (4.64). Вижда се, че при достатъчно високи енергии, когато може да се пренебрегне влиянието на енергията на свързване, те клонят към еднакви енергийно зависими стойности.



Фиг. 4.23. *Сечение за Комптъново разсейване на един електрон от различни елементи*

Раждане на двойка електрон-позитрон.

Ако енергията на γ-кванта е по-голяма от 1,02 MeV (удвоената маса на покой на електрона или позитрона, изразена в енергетични единици) енергетично е възможно да бъде родена двойката електрон-позитрон. За да се изпълни законът за съхранение на импулса е необходима "наковалня", която да поеме част от импулса на γ-кванта. Такава "наковалня" може да бъде

атомно ядро или електрон. Ядрото, като значително по-тежко от електрона, поема импулса, като отнема незначителна част от енергията на γ-кванта. Напротив, електронът-"наковалня",за да поеме импулса,отнема приблизително 1,02 MeV. Следователно, минималната енергия на γ-кванта, за да може да роди двойка електрон-позитрон в полето на електрон, трябва да бъде 2,04 MeV, но проце-сът е много по-малко вероятен. Излишъкът от енергията на γ-кванта над праго-вата енергия се предава като кинетична енергия на новородените частици.

Вероятността за раждане на двойка електрон-позитрон силно нараства при увеличаване на енергията на γ-кванта и с квадрата на атомния номер на веществото.

Раждането на двойка e^-e^+ винаги се следва от анихилация на позитрона, която трябва да се отчита при регистрирането на високоенергийни γ-кванти.

Родените електрон и позитрон обикновено са със сравнително голяма енергия. При движението си през веществото, като заредени частици, те отдават енергията си чрез йонизационни и радиационни загуби. Спрелият електрон става неразличим от останалите електрони във веществото.

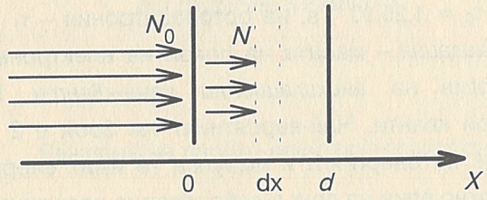
Спрелият позитрон, като положително зареден, привлича един електрон от веществото. Заедно образуват свързана система, наречена *позитроний* – псевдоатом от положително и отрицателно заредени частици с еднаква маса, които обикалят около общия център на масите. В зависимост от посоката на спиновете на електрона и позитрона сумарният спин на позитрония може да бъде 0 (*парапозитроний*) или 1 (*ортопозитроний*). Позитроният е метастаби-лен. Теоретично времето на живот на парапозитрония е $\tau_0 = 1{,}25.10^{-10}$ s, на ортопозитрония – $\tau_1 = 1{,}4.10^{-7}$ s. След това настъпва *анихилация* – масата на покой на електрона и позитрона се превръща в енергия на *анихилационни гама-кванти*. Парапозитроният поражда четен брой кванти. Най-вероятният им брой е 2 и вследствие на законите запазване на енергията и импулса те имат енергия по 511 keV и излитат срещуположно един на друг в лабораторна координатна система, ако парапозитроният в нея е бил в покой. Само по себе си изучаването на анихилацията е метод за изследване на веществата с богати и специфични възможности. В настоящата монография, обаче, анихилационните гама-кванти се разглеждат само като елемент на апаратурните гама-спектри (вж. гл. 10 "Гама-спектрометрия").

Ортопозитроният се разпада на нечетен брой анихилационни кванти, като сумарната енергия от 1022keV се разпределя между тях и поради това те дават трудно забележим принос в непрекъснатото разпределение на апаратурните γ-спектри.

Закон за отслабване на тесен сноп йонизиращо лъчение

Под закон за отслабване на йонизиращото лъчение при преминаване през веществото ще разбираме изменението на броя частици, преминали през поглътител с дебелина d, върху който попадат N_0 частици. Използват се и други определения, например отслабване на енергията. Следва да правим разлика и между термините отслабване (частицата взаимодейства с веществото на поглътителя и се избива от снопа) и поглъщане (когато частицата се поглъща). Най-простият е идеализираният случай на тесен успореден сноп частици, движещи се по оста x, които попадат перпендикулярно на поглътителя (фиг. 4.24). При предположение, че няма взаимодействие между частиците, изменението на броя им dN при преминаване през тънък слой от поглътителя с дебелина dx ще е пропорционално на броя частици N, достигнали този слой, и дебелината му:

(4.65) $$dN = -\mu N\, dx \quad .$$



Фиг. 4.24. *Идеализиран модел за извеждане на закона за отслабване на тесен сноп.*

Коефициентът на пропорционалност μ е макроскопичното сечение за взаимодействие, равно на коефициента на отслабване, тъй като разглеждаме частици, движещи се по оста x, или (с други думи) – вероятността една частица да взаимодейства в поглътител с дебелина 1. Произведението на коефициента на отслабване и дебелината трябва да е безразмерна величина. Ако дебелината се измерва в линейни единици, напр. m или cm, трябва да се използва линейния коефициент на отслабване в m^{-1} или cm^{-1}; ако е в масови единици g/cm^2 – съответно масовия коефициент на отслабване в cm^2/g.

Диференциалното уравнение (4.65) може да се реши с разделяне на променливите и интегриране на лявата страна в граници от N_0 броят попадащи върху поглътителя частици, до N – преминалите частици, а дясната – от 0 до дебелината на поглътителя d:

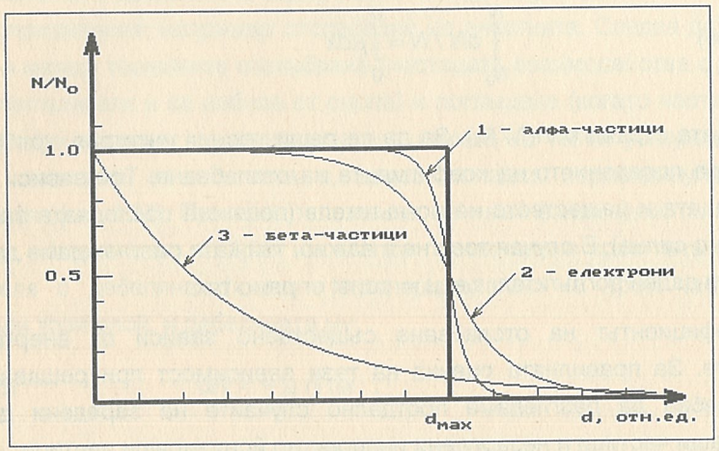
(4.66) $$\int_{N_0}^{N} dN / N = \int_{0}^{d} \mu dx \quad .$$

Лявата страна е $\ln(N/N_0)$. За да се реши десния интеграл, трябва да се анализира поведението на коефициента на отслабване. Той зависи от вида на частицата и веществото на поглътителя (понякога последната зависмост не е много силна). В случая това не е важно, тъй като разглеждаме даден тип частици и даден поглътител; т.е. μ = const спрямо тях.

Коефициентът на отслабване съществено зависи от енергията на частиците. За правилната оценка на тази зависимост при решаването на (4.66) трябва да разгледаме поотделно случаите на заредени директно йонизиращи частици и незаредени индиректно йонизиращи частици.

Директно йонизиращи частици. Те взаимодействат непрекъснато с веществото, като губят енергията си на малки порции. Трябва да отчетем връзката между енергията им и дълбочината, на която се намира разглеждания слой с дебелина dx, както и зависимостта на μ от енергията. Следователно в дясната страна подинтегралната функция $\mu(E(x))$ зависи от енергията, която от своя страна зависи от интеграционната променлива. Трябва да я заменим с израз, описващ в явен вид тази зависимост, след което да извършим интегрирането. Това става сравнително сложно, като резултатът зависи от избраните модели. Поради това тук ще се ограничим само с качествена оценка. Нека си представим, че голям брой заредени частици (алфа-частици или сноп електрони) с еднаква енергия попадат върху

тънък поглътител. Всяка от тях ще загуби малко от енергията си, но ще премине. И през малко по-дебел поглътител ще стане същото – всяка частица ще загуби малко повече енергия, но всичките ще преминат – $N = N_0$. Това ще продължи докато дебелината на поглътителя стане равна на пробега на частиците – те ще загубят цялата си енергия в поглътителя и никоя няма да премине през него. Със скок $N = 0$ (плътната линия на фиг. 4.25). Разбира се, това е идеализация, защото предадената енергия при един удар е различна. Затова скокът ще бъде "размазан" – при алфа-частиците по-малко (крива 1), защото те се движат почти праволинейно, при електроните – доста повече (крива 2), поради по-голямата вероятност за по-големи отклонения и изминаване на начупен път в поглътителя.



Фиг. 4.25. *Преминаване на заредени частици през поглътител.*

Обикновено е трудно да се прецени коя е дебелината, на която средно проникват частиците, за да се приложи определението за среден линеен (или масов) пробег (вж. т. "Сечение на взаимодействие"). Поради това се доуточнява, напр. дебелината, при която броят на частиците намалява наполовина (на фигурата означен с R) – някои автори го наричат *екстраполиран пробег*. Други под екстраполиран пробег разбират точката R_e – нулирането на допирателната към най-стръмната част от спадащия склон. Използва се и термина *максимален пробег*, под който може да се разбира дебелината, която

спира всички частици, но и някое от горе споменатите определения или друго.

Пробегът на алфа-частици с типични енергии в някои вещества е посочен в Табл. 4.4.

Таблица 4.4. *Пробег на алфа-частици*

Енергия, MeV	Пробег в		
	въздух, cm	Алуминий, μm	Биологична тъкан, μm
4,0	2,5	16	31
5,0	3,5	23	43
6,0	4,6	30	56
7,0	5,9	38	72

Индиректно йонизиращи частици. Те взаимодействат с веществото чрез еднократни актове. За гама-кванти най-съществени са фото-ефектът, Комптъновият ефект или раждането на двойка електрон-позитрон. Следователно, частица, достигнала слоя dx, не си е взаимодействала, не е променила енергията си и μ = const по отношение на x. Той може да бъде изваден пред знака на интеграла и лесно се получава

(4.67) $$N = N_0 \exp\{-\mu d\}.$$

За гама-кванти $\mu = \mu_{ph} + \mu_C + \mu_\tau$ – сумата от сеченията за фотоефект, Комптънов ефект и раждане на двойка електрон-позитрон. Величината

(4.68) $$P = 1 - N/N_0 = 1 - \exp\{-\mu d\}$$

е вероятността за взаимодействие на гама-квант в поглътител с дебелина d.

Трябва внимателно да се борави с вероятностите P_{ph}, P_C и P_τ за взаимодействие съответно по един от трите ефекта, получени чрез заместване в (4.68) на съответните коефициенти на отслабване:

$$P_{ph} = 1 - \exp\{-\mu_{ph} d\}$$
$$P_C = 1 - \exp\{-\mu_C d\} \quad (4.69)$$
$$P_\tau = 1 - \exp\{-\mu_\tau d\}$$

Вижда се, че сумата им при $\mu d >> 1$ ще клони към 3. Причината е, че трите ефекта (фото, Комптън и раждане e^+e^-) са несъвместими, тъй като с настъпването на единия от тях гама-квантът изчезва (или поне се избива от снопа) и не може да настъпи и втори. Следователно от сумата $P_{ph} + P_C + P_\tau$ трябва да извадим сумата от вероятностите за настъпването им по двойки. Тъй като те са независими, тя е $P_{ph}.P_C + P_{ph}.P_\tau + P_C.P_\tau$. От нея, обаче, трябва да се извади вероятността за едновременното настъпване и на трите ефекта $P_{ph}.P_C.P_\tau$. Окончателно получаваме

$$P = P_{ph} + P_C + P_\tau - k, \quad (4.70)$$

където $k = P_{ph}.P_C + P_{ph}.P_\tau + P_C.P_\tau - P_{ph}.P_C.P_\tau$. Лесно се проверява, че (4.70) е тъждество като заместим в него (4.68) и (4.69).

Понякога възниква необходимостта да се определи поотделно броят на вазимодействията чрез фотоефект N_{ph}, чрез Комптънов ефект N_C и чрез раждане на двойка e^+e^- N_τ, ако в поглътителя са взаимодействали $N = N_0\ (1 - \exp\{-\mu d\})$ кванта. Не много точно това може да стане чрез съотношенията

$$N_{ph} = N_0.P_{ph}.\frac{P}{P_{ph}+P_C+P_\tau}$$
$$N_C = N_0.P_C.\frac{P}{P_{ph}+P_C+P_\tau} \quad (4.71)$$
$$N_\tau = N_0.P_\tau.\frac{P}{P_{ph}+P_C+P_\tau}$$

Отделно трябва да разгледаме преминаването на бета-частици през поглътител. Бета-частиците наистина са електрони (заредени частици), но с тази особеност, че енергийният им спектър е непрекъснат – от практически 0 до определена максимална енергия. В тънък поглътител частиците с най-малка енергия ще я загубят напълно и ще спрат; тези с по-голяма енергия ще загубят част от нея, но ще преминат. При по-дебел поглътел картината ще е подобна и още част от бета-частиците ще спре. Опитите показват, че случайно формата на най-често срещаните бета-спектри осигурява намаляването на

броя на преминалите бета-частици да става също по експоненциалния закон $N = N_0 \exp\{-\mu d\}$, където μ е коефициентът на отслабване за бета-частици, а d – дебелината на поглътителя (крива 3 на фиг. 4.25). Но този закон е частично верен. Когато дебелината на поглътителя стане равна на пробега на частиците с максимална енергия, вече никоя няма да премине – поглъщането се отклонява от експоненциалния закон, което не е показано на фигурата. Отклонение има и при много малки дебелини на поглътителя.

Когато е в сила експоненциалният закон за отслабване на снопа частици, могат да се въведат и понятията слой на полуотслабване и среден пробег.

Слоят на полуотслабване $d_{1/2}$ е дебелината на поглътител, през който преминават средно половината от попадналите върху него частици. От (4.67) лесно се получава връзката $\mu d_{1/2} = \ln 2$.

При бета-частици експоненциалният закон е валиден в ограничен диапазон дебелини и стойността му зависи много силно от максималната енергия на бета-частиците, и слабо – от материала на поглътителя, ако дебелината му се измерва в g/cm^2. В таблица 4.5 са показани ориентировъчни стойности на $d_{1/2}$ и пробега R (често се среща и означението d_{max}) за чисти бета-радионуклиди – тритий ^3H и ^{14}C с малка максимална енергия и ^{90}Sr (по-точно на дъщерния му ^{90}Y) с голяма максимална енергия.

Таблица 4.5. *Слой на полуотслабване $d_{1/2}$ и пробег R на бета-частици*

Нуклид	E_{max}	$d_{1/2}$				R						
		въздух,		Al,		въздух,		вода,		мека тъкан	Al,	
	keV	cm	mg/cm^2	mm	mg/cm^2	cm	g/cm^2	mm	g/cm^2	mm	mm	g/cm^2
^3H	18,6					0,68	0,0083			0,0074	0,0037	0,0010
^{14}C	158	2,8	3,4	0,014	3,7	29	0,035	0,28	0,028	0,31	0,146	0,039
^{90}Y	2270	120	150	0,57	140	970	1,2	11	1,1	11,3	5,31	1,42

При гама-кванти експоненциалният закон е верен при всякакви дебелини, откъдето следва, че не може да се направи абсолютна защита на източни-ци на гама-кванти. През защита с дебелина $d_{1/2}$ ще преминат половината гама-кванти. През следващ слой с дебелина $d_{1/2}$ ще преминат половината от тях – 1/4 и т.н. Теоретичната "абсолютност" на защитата от чисти бета-радионуклиди с дебелина над пробега им R е малко илюзорна – при движението си през поглътителя бета-частиците пораждат спирачно лъчение. Като електромагнитно лъчение то вече се подчинява на закона за отслабване на гама-квантите. Слоят на полуотслабване на гама-квантите зависи много силно както от енергията им, така и от материала на поглътителя (табл. 4.6).

Средният пробег се определя като средна стойност

(4.72). $$\lambda = \frac{\int_0^\infty x e^{-\mu x} dx}{\int_0^\infty e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu} .$$

Разгледаният тук закон за отслабване на лъчението се отнася само до тесен сноп и отчита само избиването на частицата от снопа, без да се интересуваме от по-нататъшната ѝ съдба. Експерименталното измерване на коефициента на отслабване или слоя на полуотслабване се сблъсква със сериозни трудности за създаването на т.нар. *добра геометрия на измерване*, която да не допуска (или поне да намалява до приемливо ниво) регистрирането на вече взаимодействала частица или вторично лъчение.

При използването му за пресмятане на защити той се коригира с коефициент на натрупване B, отчитащ поведението на избитите от снопа, но непогълнати частици. Той зависи от вида и енергията на частиците и от формата на защитата. Допълнително трябва да се отчита и поведението на вторичните частици.

Табл. 4.6. *Стойности на слоя на полуотслабване $d_{1/2}$ за гама-лъчението от някои често срещани гама-радионуклиди (интерполирани данни от* [6]).

Нуклид	Енергия, keV	Слой на полуотслабване, g/cm²					
		въздух	вода	бетон	Al	Fe	Pb
^{57}Co	14,4 122	0.39 4,8	0,37 4,3	0,074 4,3	0.077 4,5	0,0108 2,4	0,0055 0,21
^{137}Cs	662	8,8	8,1	8,9	9,3	9,4	6,2
^{60}Co	1173 1332	11,8 12,6	10,6 11,3	11,8 12,6	12,2 13,0	12,5 13,4	11,2 12,3
^{208}Tl	2614	18,0	16,2	17,7	18,3	18,3	16,0

Измерване на коефициента на отслабване или на - слоя на полуотслабване

Между коефициента на отслабване μ и слоят на полуотслабване $d_{1/2}$ съществува същата проста връзка, както и между константата на разпадане и периода на полуразпадане, съответно измерването на единия е еквивалентно на измерването на другия. Много от детайлите, разгледани в т. "Измерване на константата на разпадане или на периода на полуразпадане" са важни и при измерването на слоя на полуотслабване:

- ✓ валидност на експоненциалния закон,
- ✓ математична обработка на експерименталните данни,
- ✓ поправка за мъртво време,
- ✓ стабилност на апаратурата.

Оптимизирането на разпределението на времето на измерване и дебелината на поглътителите за постигане на минимална статистическа

неопределеност при фиксирано общо време на измерване води до резултат, който не е удачен от гледна точка на представата ни за коректно измерване.

Нека приложим (4.67) за две различни дебелини

(4.73) $N_1 = N_0\, t_1 \exp\{-\mu d_1\}$, $N_2 = N_0\, t_2 \exp\{-\mu d_2\}$

където N_1 и N_2 са измереният брой импулси при дебелини d_1 и d_2 съответно за времена t_1 и t_2 s, ако скоростта на броене без поглътител е N_0 имп/s. Чрез логаритмуване и елиминиране на N_0 за коефициента на отслабване μ получаваме

(4.74) $$\mu = \frac{\ln \frac{N_2 t_1}{N_1 t_2}}{d_1 - d_2}$$

За определеност приемаме, че $d_1 < d_2$, съответно $N_1/t_1 > N_2/t_2$. Прилагайки (3.53) или табл. 3.5 и приемайки, че $\sigma_N = \sqrt{N}$, за статистическата неопределеност на μ получаваме

(4.75) $$\sigma_\mu^2 = \frac{\frac{1}{N_1} + \frac{1}{N_2}}{(d_1 - d_2)^2} \quad .$$

Формула (4.75) е вярна при предположение, че дебелините d_1 и d_2 са точни (неопределеностите им не оказват съществено влияние върху неопределеността на крайния резултат μ). При много измервания, обаче, статистическата неопределеност на скоростта на броене (само която отчитаме тук) може да бъде направена достатъчно малка и определящи за неопределеността на крайния резултат стават другите съставящи на неопределеността на скоростта на броене и/или неопределеността на дебелината на поглътителя. В практиката се избира общото време на измерване T така, че оценената по (4.75) неопределеност да е около 1/3 от нужната ни неопределеност на крайния резузлтат. По-нататъшното му увеличаване няма да има съществен принос, тъй като определящи ще бъдат други съставящи, някои от които са разгледани по-долу. Ако това време се окаже недопустимо голямо и не може да бъде намалено чрез повишаване активността на използвания източник, ефективността на детектора и др., тогава определяща ще се окаже тази съставяща на неопределеността. Тогава могат да бъдат пренебрегнати други по-малки съставящи.

За да намерим минималната стойност на статистическата неопределеност:

♦ **диференцираме** по d_1 и приравняваме производната на нула:

(4.76) $$\frac{\partial \sigma_\mu^2}{\partial d_1} = \frac{\mu}{N_1 (d_1 - d_2)^2} + \left(\frac{1}{N_1} + \frac{1}{N_2}\right) \frac{-2}{(d_1 - d_2)^3} = 0 \quad ,$$

тъй като $\frac{\partial \frac{1}{N}}{\partial d} = \frac{\partial}{\partial d}\left(\frac{\exp\{\mu d\}}{N_0 t}\right) = \frac{\mu}{N}$. Умножаваме по $(d_1 - d_2) \neq 0$ (ако $d_1 = d_2$ неопределеността $\to \infty$) и означаваме $x = \mu(d_1 - d_2)$. $x < 0$, тъй като приехме $(d_1 < d_2)$:

$$x - 2\left(1 + \frac{t_1}{t_2} \exp\{-x\}\right) = 0 \quad .$$

Величината в скобите е винаги положителна и следователно това уравнение няма решение. Физичният смисъл е, че неопределността на μ е монотонна функция на d_1 . Лесно се проверява, че тя има минимална стойност при $d_1 = 0$;

♦ **диференцираме** по d_2 и приравняваме производната на нула както по-горе и получаваме:

(4.77) $$x + 2\left(1 + \frac{t_2}{t_1} \exp\{x\}\right) = 0 \quad .$$

Намираме пълния диференциал на σ_μ^2

(4.78) $$d\sigma_\mu^2 = -\frac{dt_1}{N_0 t_1^2 \exp\{-\mu d_1\}} - \frac{dt_2}{N_0 t_2^2 \exp\{-\mu d_2\}} = 0$$

и отчитайки, че пълното време на измерване $T = t_1 + t_2$ е зададено $dt_1 = -dt_2$

(4.79) $$t_1 / t_2 = \exp\{-x/2\} \quad .$$

С решаването на (4.77) и (4.79) намираме оптималната дебелина

(4.80) $$d_2^{onm} = -x / \mu \quad ,$$

където x е числено полученото решение на

(4.81) $$x + 2\exp(x/2) + 2 = 0 \Rightarrow x \approx -2{,}557\,,$$

а времето на измерване се разпределя

(4.82) $$t_1 = T / (1 + \exp(-x/2) \approx 0{,}362\,T\,;$$

$$t_2 = T\exp(-x/2)/ (1 + \exp(-x/2)) \approx 0{,}638\,T$$

Намирането на две оптимални дебелини и съответните оптимални времена при определено общо време на измерване, които минимзират статистическата неопределност на коефициента на отслабване, показва, че използването и на други дебелини ще увеличи неопределеността. По подобен начин може да се оптимизира и по-близкия до реалността случай, като се отчете и неизбежния фон.

Разгледаната оптимизация е полезна, ако търсеният краен резултат е коефициентът на отслабване на лъчението в даден материал или при технологичен контрол на дебелината на определен материал чрез пролъчване с подходящо йонизиращо лъчение. Във втория случай се търси подходящо лъчение, така че типичните измервани дебелини да са близки до оценената съгласно (4.80). Безсмислено е за контрол на дебелината на хартиен лист да се използва лъчението на ^{137}Cs или ^{60}Co – неколкократното й йзменение няма да се отрази на интензитета му, и обратното – ^{90}Sr за ламарина (дебелината й вероятно ще бъде по-голяма от пробега на β-частиците).

Съставяща на неопределеността възниква и от нехомогенността на измервания материал поради нелинейната зависимост на отслабване на лъчението от дебелината. Това се отнася както за радиационните везни (определящи пренасяни от лентови траспортьори насипни товари като въглища и руди), така и при контрола на плътността на текстилни тъкани или тънки проби фино дисперсни прахове.

Както и при измерването на периода на полуразпадане, голямо значение има фонът. Можем да разграничим 4 компоненти:

✓ собствен фон на детектора – обикновено може да се приеме за постоянен;

✓ фон от околните предмети и космичното лъчение – сравнително лесно може да се провери зависимостта му от дебелината на поставяните поглътители;

✓ фон от източника поради разсейване от околните предмети (колиматори, конструкцията на детектора и държателите) – влиянието му върху крайния резултат може да се променя както поради екраниращото действие на поглътителите, така и поради разсейване от тях и попадане на разсеяното лъчение в детектора;

✓ регистриране на взаимодействало в поглътителя лъчение. Тази компонента обикновено е най-съществена (особено при използването на β-лъчение) и най-трудно оценима.

Изведеният експоненциален закон за отслабване на лъчението се реализира при така наречената *добра геометрия*, която не допуска (или поне намалява до приемливо ниво) регистрирането на вече взаимодействала часица или на вторично лъчение от взаимодействието. Основно изискване е снопът частици да бъде успореден, така че всички частици да изминават еднакъв път през веществото (понякога този ефект се нарича *косинусов фактор*). По принцип е възможно създаването на успоредни снопове (за γ-кванти чрез дифракция от монокристал, за β-частици чрез подходящо магнитно поле), но практически тези методи са неприложими. Единственият използваем подход е чрез намаляване на пространствения ъгъл (увеличаване на разстоянието източник-детектор d и намаляване на радиуса на детектора r). Това води до намаляване на регистрираното лъчение, което от своя страна увеличава статистическата неопределеност. Следователно подходът трябва да бъде:

а) извеждане на формула за поправка на косинусовия фактор като функция на r и d и коригиране на резултата с него;

б) оценка на съставящата на неопределеността (тип *B*) на тази поправка;

в) оценка на статистическата съставяща на неопределеността;

г) оптимизиране стойностите на r и d по минимална комбинирана неопределеност от б) и в).

Съставящата на неопределеността в резултат на регистриране на взаимодействала или вторична частица може качествено да бъде оценена така:

✓ ако поглътителят е близо до източника, в него ще попадат много частици и следователно ще има много взаимодействали или породени вторични частици;

✓ ако поглътителят е близо до детектора, тези взаимодействали или вторични частици ще са малко, но ще се регистрират с голяма ефективност.

В простия случай математичното описание води до оптимално разполагане на поглътителя по средата между източника и детектора. При някои специфични измервания е възможно това да не е оптималното разполагане.

Често се препоръчва създаването на псевдоуспореден сноп с помощта на колиматори. Те, обаче, създават забележимо вторично лъчение. То, освен че влошава статистическата неопределеност, може съществено да зависи от дебелината на измервания поглътител. По-добро (поне по принцип) решение е да се използва детектор с малък диаметър, което е предпоставка и за намаляване на фона. Размерите на поглътителите трябва да бъдат минималните, които осигуряват непопадането на пряко праволинейно движещо се лъчение от източника в детектора. Частите от поглътителите извън тези размери се проявяват само като разсейватели и част от лъчението, което би преминало покрай тях и детектора, се разсейва и попада в детектора. Те с нищо не допринасят за измерването. Важно е да се осигури и минимално количество конструкционни материали, които осигуряват стабилното закрепване на източника, поглътителите и детектора.

Разбира се, стриктното спазване на тези и други препоръки, принципни от физична гледна точка, не бива да влошава инженерното проектиране и изпълнението на конструкцията. Може да се окаже, че отстъплението от някои от тях се компенсира от стабилност на геометрията на измерване, удобство за сменяне на поглътителите и др.

Разгледаната по-горе в тази точка оптимизация е неприложима, ако крайната цел не е определяне на слоя на полуотслабване, а е определяне на вида и енергията на лъчението от източника или на енергийната зависимост на чувствителността на детектора (ако по някаква причина не могат да се приложат спектрометрични методи). Измерването само на две точки (без

поглътител и поглътител с оптимална дебелина) не дава никаква информация за енергийното разпределение. В този случай се налага използването на набор от поглътители с различни дебелини, които да очертаят кривата на отслабване като функция на дебелината и евентуално да се приложи разлагането й, описано в т. "Измерване на константата на разпадане или на периода на полуразпадане".

При β- и/или много меко електромагнитно (най-често Рентгеново) лъчение трябва да се отчита и дебелината на въздушния слой между източника и детектора. При нормални условия (0,1 MPa – 760 mm Hg и 0 °C) 1 cm въздух има повърхностна плътност ≈ 1,3 mg/cm^2. При разстояние източник-детектор d = 10 cm това е допълнителен поглътител с плътност 13 mg/cm^2 – няколко пъти над слоя на полуотслабване на мекото лъчение на ^{14}C и около 10 % от слоя на полуотслабване на твърдото β-лъчение на ^{90}Y (вж. Табл. 4.5). Следва да се прави поправка (ако е необходимо и с отчитане на температурата и налягането по време на измерването), когато е значима за точността на крайния резултат и винаги оценка на съставящата на неопределеността.

II. ДЕТЕКТОРИ НА ЙОНИЗИРАЩИ ЛЪЧЕНИЯ

5. ХАРАКТЕРИСТИКИ НА ЯДРЕНО-ФИЗИЧНА АПАРАТУРА

Тук ще се ограничим с разглеждането на детекторите на частици с енергии от няколко keV до няколко MeV и процесите, които протичат в тях. При по-ниски и по-високи енергии има особености, които излизат извън обхвата на настоящата книга.

Детекторите и свързаната с тях електронна апаратура са разнообразни устройства, предназначени за регистриране на йонизиращите лъчения или измерване на техни характеристики: енергия, момент на попадане в детектора, посока на движение и др. Частицата отдава на работното вещество на детектора цялата или част от енергията си чрез някои от взаимодействията, описани по-горе. Така тя предизвиква в него изменения, измерването на които в крайна сметка ни дава търсената информация за йонизиращите лъчения. Кинетичната енергия на йонизиращите частици може да се превърне в:

✓ *Топлинна енергия*. Това е енергията, която при термализирането на "горещите" носители на заряда или при безрадиационни (при които не се излъчват фотони) процеси на снемане на възбуждането на центровете на изсветване и рекомбинация на носителите на заряда, води до нагряване на веществото. Измерването на топлинния ефект лежи в основата на **калориметричните детектори;**

✓ *Енергия, която се натрупва в дълбоки центрове на залавяне на носителите на заряда*. Част от тази енергия преминава в потенциална енергия на тези центрове и може да се освободи, например при нагряване. Този процес се използва при **термолуминесцентните детектори;**

✓ *Енергия на различни лъчения*, възникващи във веществото при преминаване през него на бърза частица и излитащи от веществото. Например чрез ефекта на Вавилов-Черенков се поражда светлинното лъчение, което се използва при така наречените **Черенковски броячи**. Използва се и спирачното лъчение, преходното излъчване, звукови вълни и др.;

✓ *Енергия, изменяща структурата на веществото или пораждаща химични реакции*. Тя се използва, например, в **твърдотелните детектори**,

при които след подходящо "ецване" се проявяват следите на тежки заредени частици; **в колориметричните детектори**, при които се регистрира изменението на цвета на подходящи химични съединения; или в проявяването на следи във **фотоемулсии**;

✓ *Енергия за образуване на свободни носители на заряда*, която се използва пряко поне по три начина:

1. Създаване на центрове на кипене или втечняване – **мехурчести** или **Уилсънови камери**;

2. Събиране на свободните заряди (пряко или след газово усилване) – **газонапълнени детектори**: импулсни йонизационни камери, токови йонизационни камери, пропорционални броячи, Гайгер-Мюлерови броячи, коронни броячи; **полупроводникови детектори**: проводящи, p-n, p-i-n;

3. Регистриране на фотоните, пораждащи се в резултат на луминесценция при неутрализирането на тези заряди – **сцинтилационни детектори**: газови,течни, пластмасови, монокристални. Луминесценция може да се появи и само при възбуждане на атоми и молекули (или на кристала като цяло), без да се стига до йонизация.

Последните случаи водят до появяването на електричен импулс на изхода на детектора. От параметрите на този импулс, с помощта на специална електроника, могат да бъдат определени някои параметри на взаимодействалото с детектора лъчение. Сравнително по-трудно по формата на електричния импулс може да бъде определен и видът на попадналата в детектора частица.

В таблица 5.1 е направено сравнение на обема информация, която могат да дават различните видове детектори.

За качествата на детектора, особено за разделителната му способност по енергия, важно значение има броят на първоначално образувалите се носители на заряд (електрони, двойки йони, двойки електрон-дупка) на единица отдадена енергия. Таблица 5.2 дава известна представа за тази характеристика.

Таблица 5.1 *Типична информация, която се получава от различни типове детектори*

Тип на детектора	Вид на регистрираното лъчение					Данни за енергетично разпределение					Данни за време
	α	β	γ	Ro	n	α	β	γ	Ro	n	
Импулсна йонизационна камера	+	+	-	-	+	+	+	-	-	+	+
Токова йонизационна камера	+	+	+	+	+	-	-	-	-	-	-
Коронен брояч	+	-	+	-	+	-	-	-	-	-	+
Пропорционален брояч	+	-	+	+	+	-	-	-	+	+	+
Гайгер-Мюлеров брояч	+	+	+	+	-	-	-	-	-	-	+
Сцинтилационен детектор:											
газов	+	-	-	-	+	+	-	-	-	+	+
течен	-	+	+	-	+	-	-	-	-	-	+
пластмасов	+	+	+	+	+	-	-	-	-	-	+
монокристален	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
Полупроводников детектор:											
p-n	+	-	-	-	+	+	-	-	-	+	+
p-i-n	+	-	-	-	+	+	-	-	-	+	+
проводящ тип	-	-	+	+	-	-	-	-	-	-	-

Таблица 5.2 *Типични стойности на енергията за образуване на първичните заряди в различни типове детектори*

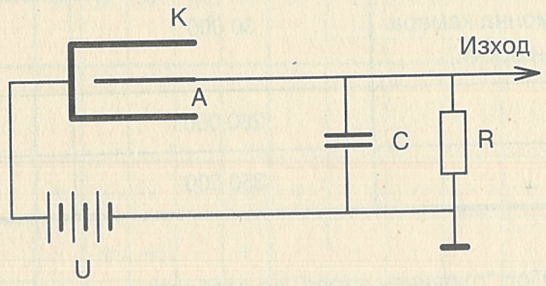
Детектор	Брой първични заряди на 1 MeV	Енергия за 1 първичен заряд, eV
Черенковски брояч	10 ÷ 20	100 000
Пластмасов сцинтилатор	700	1500
Течен сцинтилатор	700	1500
Сцинтилатор стилбен	800	1200
Сцинтилатор антрацен	2000	500
Сцинтилатор NaI(Tl)	4000	250
Газова йонизационна камера (пропорционален брояч)	30 000	30
Силициев ППД	260 000	4
Германиев ППД	350 000	3

Забележка: Под "първичен заряд" се разбира:

- за Черенковски броячи – светлинни кванти, родени от частицата;
- за сцинтилационни детектори – електрони, избити от фотокатода на ФЕУ;
- за йонизационна камера – двойки електрон-йон;
- за полупроводникови детектори – двойки електрон-дупка.

6. ГАЗОНАПЪЛНЕНИ ДЕТЕКТОРИ

Това са едни от първите прибори, използвани в ядрената физика, но въпреки това често се използват и сега. Към тях спадат: *йонизационните камери, пропорционалните броячи, Гайгер-Мюлеровите броячи, коронните броячи.* По принцип имат еднакво устройство: работен обем, пълен с някакъв газ, в който йонизиращите частици с висока енергия създават електрони и йони или чрез нееластични удари с външните електрони на атомните обвивки, или чрез еластични удари с атомите на газа, при което се образуват откатни частици с висока енергия. В някои случаи избитите електрони могат да предизвикат вторична йонизация. Поместените в този обем два електрода създават електростатично поле. Движението на електроните и йоните под негово влияние предизвиква протичането на ток през газа и външната електрична верига, свързваща двата електрода.



Фиг. 6.1. *Типична схема на свързване на газонапълнен детектор*

Типичната схема на свързване на газонапълнен детектор е показана на фиг. 6.1. Капацитетът C е сумата от собствения капацитет на детектора между анода A и катода K, монтажния капацитет и входния капацитет на измерителното устройство, към което постъпва сигналът от изхода на детектора. В редки случаи може да се наложи поставянето и на допълнителен кондензатор. Към товарното съпротивление R причисляваме и съпротивлението на изолаторите между анода и катода, и входното съпротивление на измерителното устройство.

Разграничаването между видовете газонапълнени детектори се основава на различните процеси, които протичат под действието на приложеното напрежение между електродите. При подаването на сравнително ниски напрежения токът, който протича през един газонапълнен детектор, постепенно достига до една постоянна стойност (при постоянна плътност на потока йонизиращи частици), която съответства на събирането на всички йони от обема на детектора (фиг. 6.2).

Фиг. 6.2. *Примерна зависимост между коефициента на газово усилване и работното напрежение в газонапълнен детектор*

Използваният на тази графика коефициент на газово усилване K представлява отношението на броя йони, събрани от електродите, към броя йони, получени от първичната йонизираща частица. Около $K = 1$ е областта от напрежения до U_3, при които детекторът работи като *йонизационна камера.*

Характерни са напреженията от 0 до U_1, при които токът нараства линейно от напрежението, и областта между U_2 и U_3, в която токът остава постоянен – така нареченото *плато*. Обикновено за работно напрежение U_p на йонизационната камера се избира средата на платото.

В областта до $K = 10^7$ (напрежение U_5) работят *пропорционалните броячи*. В използваните на практика пропорционални броячи коефициентът на газово усилване достига до 10^4 (напрежение U_4), тъй като при по-голямо усилване се навлиза в областта на ограничена пропорционалност, при която K зависи от началната йонизация (нарушава се пропорционалността между енергията, отдадена от частица на брояча, и заряда, събран на електродите).

При $K \approx 10^9$ детекторът работи като *Гайгер-Мюлеров брояч*, при който големината на импулса не зависи от първичната йонизация. Поради това тези броячи ни дават информация само за преминаването на частицата, но **не** и за нейния вид или енергия.

При създаването на подходящи условия в броячите може да възникне коронен разряд, на който се основава работата на *коронните броячи*.

Всеки газонапълнен детектор (както и редица други детектори) може да се използва в два режима:

✓ *токов* – измерва се средният ток, протичащ през детектора;

✓ *импулсен* – броят се електрическите импулси, създадени от отделни частици. Възможни са два варианта: *интегрално броене* – броят се всички импулси (разбира се над даден праг, отстраняващ шумовите импулси) и *диференциално броене* (*спектрометричен режим*), при който се броят само импулсите, чиято амплитуда е в зададени граници.

В зависимост от подаденото на детектора напрежение се използват следните характеристики. измерени при постоянно лъчение:

✓ *токова характеристика* – средният ток като функция на подаденото напрежение,

✓ *импулсна характеристика* – амплитудата на импулсите (при една и съща енергия на частиците) като функция на подаденото напрежение,

✓ *броячна характеристика* – средният брой регистрирани импулси (за едно и също време) като функция на подаденото напрежение,

ПЪРВИЧНА ЙОНИЗАЦИЯ

Нека разгледаме по-подробно първичната йонизация, тъй като тя играе съществена роля в работата както на газонапълнените, така и на всички други типове детектори. След това ще се спрем на конкретните свойства на различните броячи.

Йонизация на газа. При нормални температури и налягания около и над атмосферното газовете са много добри изолатори, в тях почти няма свободни електрични заряди. Частиците на газа са свързани с молекулни сили и се движат свободно. Тези частици могат да бъдат отделни атоми, както е при благородните газове, или молекули от два или повече атома. Физичните и химичните свойства на атомите и молекулите имат много важно значение за качествата и работоспособността на газонапълнения детектор.

Когато през газа премине заредена директно йонизираща частица, почти мигновено по цялата дължина на нейната траектория се образуват йонни двойки и възбудени атоми или молекули. Всяка йонна двойка се състои от положителния йон на атома (молекулата)* и свободен електрон. Положителният йон е тежка, трудноподвижна частица, докато електронът е лек и лесно подвижен.

Йоните могат да се образуват по два начина:

✓ чрез пряко взаимодействие с падащата частица, или

✓ чрез вторични процеси, например когато част от енергията на падащата частица първо се предава на бърз електрон (δ-електрон) или на атом или молекула с висок йонизационен потенциал. Този атом или молекула само се възбужда и при последващ удар йонизира атом или молекула с по-нисък йонизационен потенциал.

За йонизацията на всеки атом или молекула йонизиращата частица изразходва част от енергията си. Теоретично и експериментално е доказано, че енергията за йонизиране на един атом и образуването на една двойка положителен и отрицателен йон практически не зависи от вида на частицата, нейния заряд и енергия. Тя зависи само от вида на газа – работно вещество.

Поради това броят на йоните, образували се при първичната йонизация, може да се използва за определяне на енергията, която йонизиращата частица предава на детектора.

Образуването на двойките йони, обаче, е статистически процес – наблюдава се определено разпределение на броя на йоните при една и съща енергия на йонизиращата частица. Това намалява точността на измерване на енергията. Ако разпределението беше Поасоново, средноквадратичното отклонение при образуването на N двойки йони щеше да бъде $\sqrt{N}$. В действителност, обаче, разпределението е по-сложно, като се различават два случая:

1. Частицата преминава през детектора, като губи само част от енергията си. Поради възможността частицата да предаде по-голяма или по-малка част от енергията си при първите удари, средноквадратичното отклонение е няколко пъти по-голямо от $\sqrt{N}$.

2. Частицата предава цялата си енергия на детектора. В този случай, като имаме предвид, че енергията за образуване на една двойка йони е постоянна, броят на двойките йони не е съвсем произволен и средноквадратичното отклонение е по-малко от $\sqrt{N}$. Отношението на опитно наблюдаваното средноквадратично отклонение към $\sqrt{N}$ се нарича **фактор на Фано**. Експерименталните оценки показват, че в газове факторът на Фано е по-малък от 1.

От тук непосредствено следва изключително важен практически извод. Ако искаме да измерим по-точно енергията на отделна частица, е необходимо да създадем условия за пълно поглъщане на енергията ѝ в чувствителния обем на детектора. Една справка с таблица 5.2 показва, че поради сравнително големия брой двойки йони на 1 MeV погълнатата енергия, газонапълнените детектори имат физични предпоставки за реализиране на добра енергийна разделителна способност.

Дифузия на йоните. Образуваните от действието на йонизиращите лъчения йони не са разпределени равномерно в обема на газа. Първоначално те са разположени като колонка по траекторията на йонизиращата частица. Поради *дифузията* те се стремят да се преместят от областта с по-голяма плътност към областите с по-малка плътност. Ако не съществуваха електричните сили на привличане между йоните с различен знак, плътността

на йоните би трябвало да се изравни в целия обем на газа. При тежките йони влиянието на дифузията е по-слабо, отколкото при електроните.

Рекомбинация на йоните. При своето движение йоните се сблъскват както с неутрални молекули, така и помежду си. При сблъскване на разноименни йони може да настъпи *рекомбинация*, в резултат на която те се превръщат в неутрални атоми или молекули. Следователно при рекомбинацията се губи част от полезния сигнал, получен при първичната йонизация. Без да се задълбочаваме в количествените оценки, ще отбележим, че вероятността за рекомбинация е по-голяма при по-голяма плътност на йоните. Вследствие на това при по-силно йонизиращите частици, като α-частиците, загубите от рекомбинация са по-големи, отколкото при регистрирането на леки частици, например електрони. Това е т.н. *колонна рекомбинация*, която настъпва в следата ("колоната") на една частица. Наблюдава се и *обемна рекомбинация*, в която участват всички йони, създадени в обема на детектора.

При отсъствието на електрично поле и увеличаване на плътността на йоните в газа може да настъпи динамично равновесие между йонизацията и рекомбинацията.

Образуване на отрицателни йони. Неутралните молекули на някои газове имат свойството да задържат към себе си свободни електрони и да образуват *отрицателни йони*. Това свойство се определя от строежа на външните слоеве на електронната им обвивка.

Отрицателни йони могат да възникнат в газа при един от следните процеси:

- ✓ неутрална молекула залавя свободен електрон;
- ✓ неутрална молекула дисоциира на положителен и отрицателен йон;
- ✓ положителен йон залавя два свободни електрона.

Възникването на отрицателни йони в работния обем на един детектор обикновено е нежелателно, тъй като намалява броят на леките и подвижни електрони, които могат бързо да бъдат събрани на положителния електрод на брояча. Появилите се вместо тях тежки отрицателни йони се събират по-бавно. В резултат се увеличава времето, през което те могат да рекомбинират с

положителните йони, и се губи част от полезния сигнал. Освен това по-бавното им събиране влошава времевите характеристики на детектора.

Вероятността за възникване на отрицателни йони е различна при различните газове. Тя е най-голяма при така наречените *електроотрицателни газове* – кислород, водни пари, азотни и въглеродни окиси, халогенни газове, амоняк и др. Благородните газове (хелий, неон, аргон), азотът и др. практически не образуват отрицателни йони. Те се наричат *електроположителни* и са основни компоненти на работния газ в газонапълнените детектори. Преди използването им трябва да бъдат много прецизно пречистени дори от следи от електроотрицателни газове.

Подвижност на йоните. *Подвижността на йоните* е важна характеристика, от която зависи времето за събирането им на електродите. Това от своя страна определя бързодействието на детектора (способността му да регистрира по-голям брой частици в секунда и по-точно да се определя момента на постъпване на отделна частица). В електрично поле с интензитет E върху йон със заряд q действа сила $F = qE$. Под действието ѝ йоните получават насочено движение, като положителните се движат по посока на полето, а отрицателните – обратно. Това насочено движение се нарича *дрейф на йоните*. При увеличаване на скоростта на даден йон нараства механичното съпротивление на средата и бързо се установява движение със средна скорост $\bar{v}$:

$$\bar{v} = \mu_0 E, \qquad (6.1)$$

където μ_0 се нарича *подвижност на йоните*. Тя зависи главно от вида и налягането на газа. В табл. 6.1 е посочена подвижността на йоните за някои газове при нормално налягане (101,3 kPa).

Таблица 6.1 *Подвижност на йоните при нормално налягане*

Газ	H_2	He	N_2	Ne	Ar	CO_2
Подвижност на йоните μ_0, $cm^2/(V.s)$	14	20	2,5	7	2,5	0,8

Въпреки че не се допуска от БДС-ISO 31-10, понякога подвижността на йоните μ се дефинира и чрез уравнението

$$\bar{v} = \mu \frac{E}{p}, \qquad (6.1')$$

където p е налягането на газа. В този случай размерността на μ е $[m^2.atm/(V.s)]$.

Подвижност на електроните. Поведението на електроните в газа при наличието на електрично поле съществено се отличава от поведението на йоните. Електроните имат много малка маса в сравнение с масата на газовите молекули и техните йони. При топлинните удари с молекулите електроните почти не губят кинетичната си енергия, а само изменят посоката на движението си (*еластични удари*). По време на всеки свободен пробег между два удара електроните получават ускорение под действието на електричното поле, поради което тяхната кинетична енергия расте и може съществено да надвиши енергията на топлинното им движение. В силно електрично поле енергията на електроните може да достигне стойност, достатъчна да възбуди или йонизира молекулите (*нееластични удари*). При определен интензитет на електричното поле може да настъпи равновесно състояние, при което придобитата от електроните енергия в полето се изразходва за възбуждане на молекулите от газа. При такова равновесно състояние средната кинетична енергия на хаотичното движение на електроните се определя от необходимата енергия за възбуждане на молекулите на газа.

При равновесно състояние скоростта на дрейфа на електроните е 100÷1000 пъти по-голяма от тази на йоните при други равни условия.

Регистриране на незаредени частици: γ-кванти, Ro-лъчи и неутрони. Неутралните частици непосредствено не могат нито да йонизират, нито да възбуждат непрекъснато при движението си, но при преминаването си през веществото могат да създават чрез еднократни взаимодействия вторични заредени частици с голяма енергия. В случая на гама-кванти и Рентгенови лъчи, които имат еднаква електромагнитна природа, като вторични заре-

дени частици се явяват електрони, избити при фото- или Комптънов ефект, тежки заредени частици, като протони, освободени при ядрен фотоефект, двойки електрон-позитрон. Тъй като тези процеси зависят силно от енергията на гама-квантите, необходимо е да се обръща сериозно внимание на пригодността на даден детектор за регистриране и за измерване на енергията им.

Неутроните се регистрират по протоните на откат, получени при удари във водородосъдържащ газ-работно вещество на брояча; α-частици, излъчени при някои ядрени реакции, например $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$; или по продуктите на делене на тежки ядра, предизвикано от неутроните. Промишлено се произвеждат броячи, в които борни съединения са нанесени върху стените им или като газ-пълнител се използва газообразния BF_3 .

Тук трябва да обърнем сериозно внимание върху пригодността на един детектор да измерва енергията на преминалата през него частица. Обикновено големината на импулса, получаван на изхода на детектора, е пропорционална на броя йони, създадени от йонизиращата частица, т.е. на енергията, която тя е оставила в детектора (не винаги това е цялата енергия, която частицата има). В резултат на вторични процеси тази пропорционалност може да бъде нарушена. Например поради рекомбинация импулсите от тежки частици, които създават плътна колона йони, при една и съща отдадена енергия са по-малки в сравнение с тези от леки частици. Друг случай на нарушена пропорционалност е когато първичните йони действат като "спусък" за развиване на лавинна йонизация (амплитудата на импулсите от един Гайгер-Мюлеров брояч не зависи от броя на първичните йони).

Съвсем друго е положението при регистрирането на незаредени, електрически неутрални частици, които не могат непосредствено да йонизират. В някои случаи енергията на вторичните заредени частици зависи от енергията на падащата (например енергията на избития фотоелектрон или енергията на откатен протон, избит от бърз неутрон). Обаче, когато топлинен неутрон предизвика ядрена реакция, амплитудата на импулса зависи само от енергията, отделила се при тази реакция и няма нищо общо с енергията на регистрирания неутрон.

Тези механизми са еднакви както при газонапълнените детектори така, и при всички други типове детектори.

ЙОНИЗАЦИОННИ КАМЕРИ

Както беше казано, йонизационните камери работят при напрежение на електродите, осигуряващо събирането на първичните йони, без да се достига областта на вторична йонизация. От друга страна, работното напрежение трябва да бъде достатъчно, за да се осигури бързото събиране на йоните, така че рекомбинацията да бъде пренебрежима. Освен от геометричните размери, това напрежение зависи и от вида на регистрираните частици. Бета-частицата има сравнително малка линейна йонизиция – създава малко двойки йони на единица дължина от пътя си и те могат да бъдат събрани без загуби от рекомбинация при много по-ниско напрежение, отколкото йоните, получени от алфа-частица. Последната създава плътна колонка от йони и поради това е необходимо много по-високо напрежение, за да бъдат разделени, преди да са рекомбинирали.

Сигналите, които се получават от йонизационните камери, са много малки. Така например,ако всички първични йони се съберат, амплитудата U_m на сигнала в импулсна йонизационна камера се определя от:

$$U_m = \frac{e\,E}{CW} \qquad (6.2)$$

и при типични стойности за енергията на йонизация W = 30 eV, капацитет на камерата C = 20 pF и елементарен електричен заряд e = $1{,}6.10^{-19}$ C, α-частица с енергия E = 4 MeV ще създаде импулс с амплитуда около 1 mV.

В токова йонизационна камера при регистрирането на n частици/s средният ток i се оценява от

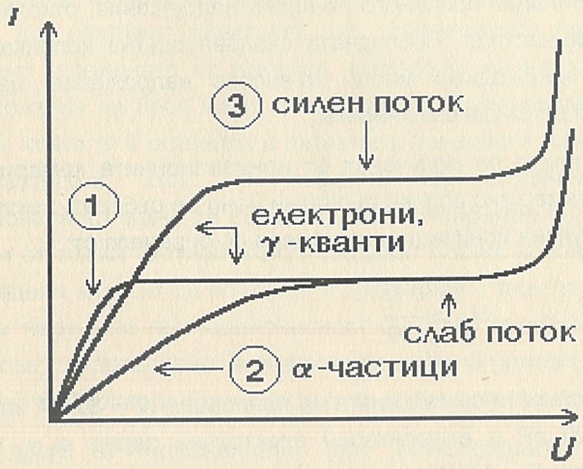
$$i = \frac{e\,E}{W} n\,. \qquad (6.3)$$

При регистрирането на 100 частици/s с енергия 4 MeV ще получим ток от порядъка на 2.10^{-12} A. Тези стойности поставят твърде строги изисквания както към конструкцията на самите камери за осигуряване на оптимални условия за събиране на йоните, така и към високоомните изолатори и регистриращата апаратура.

Различават се два вида йонизационни камери: **токови** и **импулсни**.

Токовите йонизационни камери служат за измерване на тока или заряда, образуван от лъчението. С тях могат да се измерват интензивността на лъчението, активността на източника или мощността на дозата. Една тяхна разновидност са *интегриращите* камери, с които се определя дозата на лъчението.

Типичната токова (волт-амперна характеристика) – зависимостта на измерения йонизационен ток от напрежението, приложено към електродите на камерата при постоянен интензитет на йонизиращото лъчение, е показана на фиг. 6.3 (крива 1).



Фиг. 6.3. *Типични волт-амперни характеристики на токови йонизационни камери*

Ако към електродите на камерата няма приложено напрежение, получените двойки йони бавно ще дифундират и в резултат на колонна или обемна рекомбинация ще се неутрализират – през камерата няма да протича ток.

При прилагане на ниско напрежение ще се появи определен дрейф на йоните и някои от тях ще достигат до електродите на камерата – електроните до анода, а положителните йони – до катода. Колкото приложеното напрежение е по-високо, толкова дрейфът е по-бърз и се намалява

вероятността за рекомбинация – токът расте приблизително линейно с напрежението. Това е т.н. *омов участък* от характеристиката на камерата.

Ако камерата регистрира силно йонизиращи частици (алфа-частици, парчета от делене), по-голямо значение има колонната рекомбинация и е необходимо по-силно електрично поле за по-бързо разделяне на йоните от плътно йонизираната следа, поради което омовият участък се простира до по-високи напрежения (крива 2).

При по-висок интензитет на падащото лъчение се увеличава приносът на обемната рекомбинация – поради по-големия брой йони в обема на камерата е необходимо по-високо напрежение, за да станат пренебрежими загубите от рекомбинация (крива 3).

По-нататъшното увеличаване на напрежението (след като са събрани практически всички йони) не води до увеличаване на тока през камерата – в работния й обем няма повече свободни носители на заряд. Достига се *тока на насищане* – основния режим на използване на токовите йонизационни камери.

Въпреки че в първо приближение токът на насищане съответства на пълното събиране на йоните и електроните, различни процеси могат да водят до неговото увеличаване или намаляване и трябва да се отчитат при прецизни измервания с йонизационни камери.

Ако йонизацията е равномерна в целия обем на камерата, дрейфът на електроните към анода и на положителните йони към катода ще нарушава динамичното равновесие на концентрацията им – концентрацията на електроните ще бъде по-голяма от равновесната около анода, а на положителните йони – около катода. В резултат на дифузията ще се появи компонента на тока, противоположна на основния ток в камерата. Показано е, че относителното намаляване $\frac{\Delta I}{I}$ на измервания ток на насищане е

$$-\frac{\Delta I}{I} = \frac{\varepsilon k T}{e U}, \qquad (6.4)$$

където k е константата на Болцман, T – абсолютната температура, e_0 – зарядът на електрона (при стайна температура $k\,T\,/\,e_0 \approx 2{,}5.10^{-2}$ eV), U – напрежението, приложено на електродите на камерата, ε – отношението на

средната енергия на носителите на заряда в камерата при наличието на електрично поле към енергията им при отсъствие на електрично поле.

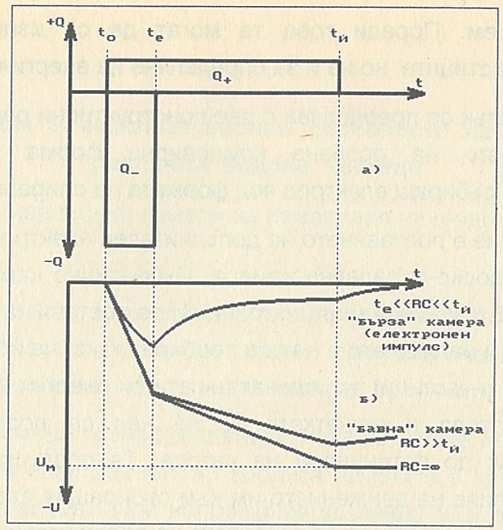
Намаляването на тока ще зависи от приложеното напрежение U и от величината ε. За тежките йони ε не е много по-голямо от единица и поради това те не оказват съществено влияние върху намаляването на тока на насищане. За електроните, обаче, ε може да достига стойност няколко стотици и поради това може да бъде загубена значителна част от йонизационния ток.

С **импулсните йонизационни камери** могат да се регистрират отделни импулси, предизвикани от йонизиращото лъчение. Ако амплитудите на импулсите са пропорционални на енергията, може да се измерва енергията на отделните частици и енергийния им спектър (*пропорционални камери*). Разбира се, те могат да се използват и за броене на частиците. Ако импулсите не са строго пропорционални на енергията, камерите са пригодни само за броене.

Импулсните камери от своя страна се делят на *бавни* и *бързодействащи*.

На фиг. 6.4 (графика *а*) са показани съставките на йонизационния ток, дължащ се на електроните I_e^- и на йоните $I_й^+$. Площите под тях трябва да са пропорционални на големината на заряда, получен от електроните Q_- и от положителните йони Q_+ при време на събиране на електроните t_e и на йоните $t_й$, отчитани от момента на попадане на частицата t_0.

При събирането им съответно на анода и катода, потенциалът между тях би трябвало да се изменя както е показано с крива 1 (графика *б*) – отначало намалява бързо, в резултат на събиране на бързата електронна компонента, а след това сравнително бавно – докато бъде събрана и бавната йонна компонента, достигайки стойността U_m, оценена по ф-ла (6.2). В действителност, поради тока през товарното съпротивление R (вж. фиг. 6.1) и наличието на капацитета C, импулсът на напрежението се изменя както е показано с криви 2 и 3. Точната форма на импулса зависи от времеконстанта RC.



Фиг. 6.4. *Съставки на импулса в йонизационна камера*

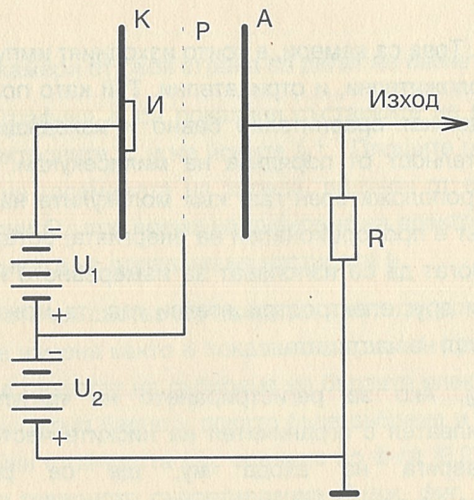
Бавни камери. Това са камери, в които изходният импулс се образува от всички йони – и положителни, и отрицателни. Тъй като положителните йони са тежки, те се движат сравнително бавно и изходящите импулси имат типична продължителност от порядъка на милисекунди. Ако камерите са напълнени с електроположителен газ, към молекулите на който йоните не прилепват, импулсът е пропорционален на енергията, оставена от частицата в камерата, и те могат да се използват за измерването ѝ. Ако камерата е пълна с въздух или друг електроотрицателен газ, тя може да се използва само като преброител на частиците.

Бързи камери. Ако за регистрирането на импулса се използва високочестотен усилвател с ограничител на ниските честоти или просто с диференцираща верига на входа му, ще се регистрира само бързоизменящата се начална част на импулса, дължаща се на електроните. По този начин продължителността на импулса се намалява до микросекунди. Положително качество на тези камери, освен бързодействието им, е и по-слабото влияние на електромагнитни смущения. Техен съществен недостатък е зависимостта на амплитудата на изходния импулс не само от началната йонизация, но и от положението на траекторията на частицата в

чувствителния обем. Поради това те могат да се използват само за преброяване на частиците, но не и за определяне на енергията им.

Този недостатък се преодолява с две конструктивни решения. Едното от тях е придаването на особена крушовидна форма на камерата и изработването на събиращ електрод под формата на спирала.

Второ решение е поставянето на допълнителен електрод-решетка между електродите на плоско-паралелна камера. Схематично камера с решетка е показана на фиг. 6.5. Измерваният източник И се поставя на катода К. Размерите на камерата и налягането в нея се подбират така, че йонизиращите частици (обикновено α-частици) да отдават цялата си енергия в йонизационната област между катода и решетката Р. На нея се подава отрицателен потенциал, близък до потенциала на катода. Тя пропуска електроните и практически не влияе на движението им към събиращия електрод – анода А. В същото време тя го екранира от влиянието на положителните йони.



Фиг. 6.5. *Принципна схема на бързодействаща импулсна камера*

При използване за α-спектроскопия добрите камери с решетка са около 2 пъти по-ефективни и с по-добра разделителна способност от повърхностно-бариерните полупроводникови детектори, но са около 20 пъти по-скъпи от тях.

Конструктивни и експлоатационни особености на камерите за различни видове частици

Йонизационни камери за измерване на α-частици

Към тях се отнасят йонизационните съпротивления, токовите камери за измерване активността на α-препарати, пропорционалните камери за определяне на енергийния спектър на α-частици, броячните камери.

а. Йонизационни съпротивления. Това са малки херметични токови камери, на единия електрод или на корпуса на които е нанесен тънък слой α-радиоактивен препарат. При напрежения до около 10 V протичащият през тях ток се подчинява на закона на Ом. С помощта на диафрагма препаратът може да бъде частично екраниран и по този начин да се изменя силата на тока и съпротивлението на камерата. Така разполагаме с променливи съпротивления със стойност над десетки или хиляди гигаома, които не могат да бъдат изработени по друг начин. В режим на насищане токът не зависи от приложеното напрежение. Такова съпротивление може да се използва като източник на постоянен слаб ток в компенсационни схеми на измерване.

б. Токови камери за α-частици. В тях се наблюдава значителна рекомбинация, която при това зависи от посоката на следите на α-частиците спрямо посоката на електростатичното поле. При измерването на силно активни α-препарати с токови камери токът на насищане се достига рядко, тъй като за това е необходим голям интензитет на полето. Напрежението, при което се достига насищане, зависи от активността на препарата. Поради това се налага по измерената стойност на тока да се определи токът на насищане. Методите за тази корекция са описани в [1]. В същата книга са описани различни конструкции на камери за измерване както на твърди препарати, така и на газове, които се въвеждат в работния обем на камерата.

в. Броячни камери. Обикновено се използва 2π-геометрия, която позволява да се провеждат абсолютни измервания на α-активността. В този случай образецът, както и в повечето случаи на измерване на α-препарати, се поставя вътре в камерата като тънък слой (за намаляване на

самопоглъщането) в отвор на единия от електродите, който е плосък. Подложката, върху която е нанесен препаратът, трябва да бъде тънка и от органичен материал, например цапон-лак, за намаляване на обратното разсейване на α-частиците.

г. Пропорционални камери. Те се използват широко за определяне на абсолютната стойност на енергията на α-частиците. Обикновено това са бързодействащи камери с крушовидна форма или с решетка. При енергия на частиците около 7 MeV и достатъчно тънки източници (под 50 mg/cm^2) се достига разделителна способност под 50 keV. Особено внимание трябва да се обръща на чистотата на газа-пълнител. Примеси около 0,05 % кислород внасят вече забележими грешки.

Йонизационни камери за измерване на β-лъчи

За измерване на активността на β-лъчения често се използват токови камери. За дозиметрични цели се използват също така *интегриращи камери*. Това са камери с практически отсъстващо товарно съпротивление и за продължително време разреждането им е пропорционално на погълнатата доза. За броене на β-частици импулсни йонизационни камери практически не се използват, тъй като за тази цел по-удобни са пропорционалните броячи.

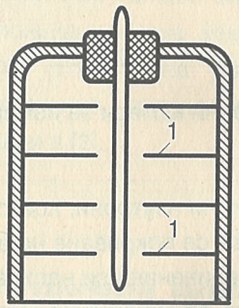
В газовете β-частиците имат дълъг пробег. Затова те не се поглъщат напълно в чувствителния обем на камерата, проникват в стените ѝ и предизвикват вторични лъчения. Тъй като β-лъчите имат непрекъснат спектър, по-мекото (с по-малка енергия) лъчение се поглъща по-силно в сравнение с твърдото (с по-голяма енергия). Условията на опита са толкова сложни, че са възможни само относителни измервания.

Токовите йонизационни β-камери са удобни за измерване на концентрацията на радиоактивни газове. По литературни данни типично чувствителността за определяне на съдържанието на тритий е 0,3 mBq/m^3 (8.10^{-15} Ci/m^3) за пълно отклонение на стрелката на най-чувствителния обхват. Активността на препарати от ^{14}C се определя с чувствителност до 4 Bq/g (10^{-9} Ci/g). Възпроизводимостта на резултатите е от порядъка на 5 %.

Йонизационни камери за измерване на γ-лъчи

Тъй като γ- и Ro-лъчение се различават само по произхода си, но не и по свойствата си, за измерване на лъчение с еднаква енергия се използват еднакви йонизационни камери. Токовите камери служат за определяне на активността на γ-препарати и на мощността на дозата, създавана от тях; на потока на лъчението в реактори или рентгенови апарати. Широко приложение имат интегриращите камери за γ-, Ro- и твърдо β-лъчение за измерване на дозата, получена от работещите в сферата на йонизиращи лъчения.

Трябва да се има предвид, че γ-лъчението **не** йонизира непосредствено газа в камерата, а за целта е необходим конвертор. Удачно подбраният конвертор може значително да улесни използването на камерата или да разшири възможностите ѝ. Например изработването на корпуса на камерата от графит (въглерод) или други леки материали позволява да се измерва направо дозата, която би получило човешкото тяло при същите условия – така наречените *тъканно-еквивалентни* камери.



Фиг. 6.6. *Принципна схема на резонансна йонизационна камера*

Резонансните йонизационни камери се използват за регистриране на Мьосбауеровото лъчение (фиг. 6.6). Мьосбауеровото лъчение се поглъща

резонансно от конвертора **1**, който излъчва конверсионни електрони. Тези електрони предизвикват йонизацията на газа в камерата.

При измерването на γ-препарати с висока активност трябва да се има предвид, че γ-лъчението предизвиква обемна йонизация в изолатора, която може да доведе до неголямо увеличаване на силата на тока. Тъй като подвиж-ността на носителите на заряда в изолатора е много малка, то след отстраня-ването на препарата добавъчният ток не изчезва веднага, а много бавно. Това особено пречи при сравнителни измервания на препарати с различна активност.

За измерване на ниски активности, например на γ-полето от околната среда, се използват сферични йонизационни камери с диаметър около 25 cm, напълнени с аргон под налягане 2,5 MPa (25 атм.), изработени от неръждаема стомана с дебелина 3 mm. При енергии на γ-лъчението над 200 keV те имат приблизително същата функция на отклик, както и въздушна камера. Аргонът има подобен на желязото атомен строеж, което намалява стенните ефекти. Той може да бъде получен лесно в достатъчни количества с висока чистота; за него е известна с добра точност средната енергия за създаване на една двойка йони. Големият обем намалява влиянието на фоновото α-лъчение от стените на камерата, а дебелината на стената е достатъчна да елиминира влиянието на нежеланото външно β-лъчение. Преимущество на този тип детектори е и тяхната изотропност.

Йонизационни камери за измерване на неутрони

За откриване на топлинни неутрони, които сами не йонизират, най-удобен е нуклидът ^{10}B. Използва се покриване на вътрешните стени на камерата с бор или негови твърди съединения или напълване на камерата с BF_3, който е удобен работен газ както за йонизационните камери, така и за другите газонапълнени броячи. Тъй като обикновено измерването на неутрони става в близост до ядрени реактори, които са източник и на мощен гама-фон, използ-ва се комбинацията от две еднакви йонизационни камери. В тях γ-лъчението предизвиква еднакви йонизационни токове, но само едната от тях е чувствителна и към неутронното лъчение. Двете камери са свързани в компенсационна схема и в резултат на това на изхода се получава сигнал,

пропорционален на неутронния поток. Чувствителността им обикновено е $(1 \div 10).10^{-15}$ А/(неутрон/(cm^2.s)). Възможно е активирането на части на йонизационната камера от топлинните неутрони, поради което тя става радиоактивна.

За регистриране на бързи неутрони се използва йонизацията, предизвикана от откатни протони или продукти на ядрени реакции. При удари в ядра на леки елементи бързите неутрони им предават част от кинетичната си енергия. Ако камерата е напълнена с водород или водородосъдържащ газ възникват откатни протони, чиято енергия може да бъде измерена. По този начин може да бъде определена енергията на падащите неутрони. Тези камери се използват както за измерване на енергията и броене на отделни неутрони, така и в токов режим. Обикновено в камерите за измерване на енергията работното вещество е водород. Стените на броячните импулсни и токовите камери обикновено са покрити със слой водородосъдържащо вещество, например парафин. Покритието може да съдържа и някои тежки ядра, в които в бързите неутрони предизвикват ядрени реакции. Тъй като всяка ядрена реакция има максимално сечение при определена енергия, набор от камери с конвертори от различни елементи може да се използват за грубо определяне на енергетичния спектър на неутронния поток.

Шумовете на една йонизационна камера (и особено качествата на първото стъпало на електрометричния усилвател) ограничават долната граница за измерване на енергията. Най-малкият заряд, който може да бъде регистриран като импулс от йонизационната камера, се ограничава от собствените шумове на първото стъпало на усилвателя. Условията за подбиране на оптимално отношение сигнал/шум зависят силно от конкретната задача и са разгледани в [2].

Някои технически въпроси

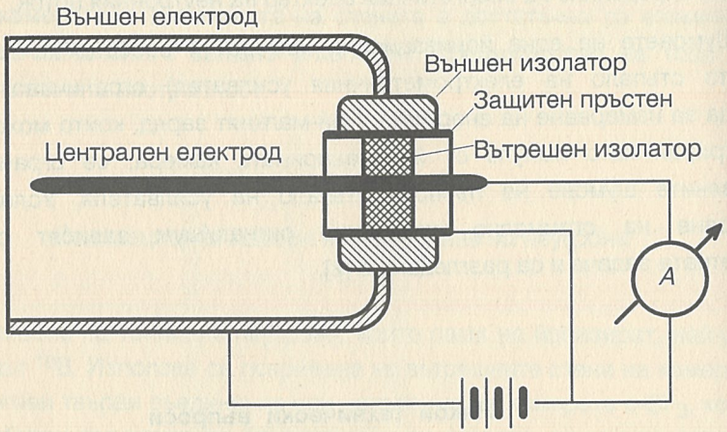
Йонизационните камери все още играят важна роля в ядрено-физичните експерименти. Разнообразните им приложения и зависимостта на конструкцията им от задачите на конкретния експеримент са наложили промишленото производство на широка гама модификации, но често пъти се налага и

изработването им в лабораторията. Основните въпроси, на които трябва да се обръща внимание, са:

♦ механична здравина на конструкцията и свързващите проводници. При вибриране капацитетът на камерата се променя, което рязко влошава точността на измерванията;

♦ минимални обеми в областта на изводите на камерата и първото стъпало на усилвателя, за да се избегне йонизирането на въздуха в този обем, което ще бъде регистрирано като ток на камерата;

♦ висококачествени изолатори. Допустимите токове на утечка през изолаторите са много малки. Например, ако искаме да измерваме ток 10^{-12} A (сравнително силен йонизационен ток) и е допустима утечка 1 % (10^{-14} A), при напрежение на електродите 100 V изолаторът трябва да има съпротивление 10^{16} Ω. Практически най-удобен за работа е тефлонът, който лесно се обработва. Той има изключително голямо съпротивление и при работа във влажна среда не се покрива с водна ципа, която рязко влошава качествата на другите изолатори.



Фиг. 6.7. *Принципна схема на йонизационна камера със защитен пръстен*

Изолаторите трябва да се пазят от замърсяване и механични повреди, върху които могат да се натрупват замърсявания. Често се използва *защитен пръстен* (фиг. 6.7), който разделя изолатора на две части. Върху

външния изолатор пада основната част от напрежението, но протичащият през него ток не участва в измервания йонизационен ток. Съществен за измерването е утечният ток през вътрешния изолатор, но той е слаб, тъй като напрежението между измерителния електрод и защитния пръстен рядко надвишава няколко волта.

Трябва да се обръща внимание и на радиационната устойчивост на изолаторите за камери, предназначени да работят в мощни йонизиращи потоци – ядрени реактори, γ-облъчвателни уредби и др.

♦ щателно екраниране, дори с двойни екрани и заземяване на апаратурата;

♦ прецизно пречистване на газа-пълнител и съответно евакуиране и обезгазяване на камерата преди напълване.

Сравнително подробни сведения по теорията и практическото използване на йонизационните камери могат да се намерят в [1, 3, 4].

Йонизация в течности

Значително по-голямата плътност на течностите определя интереса към създаване на йонизационни камери с работно вещество течност. Средната енергия, необходима за образуването на една двойка електрон-йон е от порядъка на тази в газовете (например 24 eV в течен Ar, 16 eV – в течен Xe). Това е предпоставка за добра енергетична разделителна способност. Частица с енергия 1 MeV трябва да освобождава около 5.10^4 електрона, което съответства на разделителна способност, по-добра от 1 % (при фактор на Фано $F = 1$). Реално е постигнато 3 %. Използването на течности би позволило създаването на сравнително евтини детектори с голям обем и голяма маса.

Поради хомогенността на течностите събирането на носителите на зарядите, получени при йонизацията, трябва да бъде добре възпроизводимо.

Въпреки тези принципни предимства само йонизационни детектори с течен аргон се използват ограничено от средата на 70-те години. Скоростта на дрейфа на електроните в течен Ar е сравнима с тази в газообразния, но подвижността на йоните е твърде малка. Това налага в течните йонизационни камери да се използва само електронната компонента. Но това поставя много строги изисквания за очистването на работната течност от електроотрицателни газове. Едва при намаляване на примесите от O_2 под 2.10^{-4} % може да бъде създадена работоспособна камера с няколко милиметра междуелектродно пространство. Такива течноаргонови камери се използват като детектори на пълно поглъщане (калориметри) за електромагнитни и адронни порои.

ПРОПОРЦИОНАЛНИ БРОЯЧИ

Пропорционалният брояч се отличава от йонизационната камера по това, че интензитетът на електричното поле в някои части на активния му обем е достатъчно голям. Обикновено пропорционалните и Гайгер-Мюлеровите броячи имат цилиндрична форма с положителен електрод с много малък диаметър, минаващ по оста на цилиндъра (коаксиално). Те могат да се разглеждат като цилиндрични кондензатори.

Интензитетът на полето E_r в цилиндричен на разстояние r от анода се определя от

$$E_r = \frac{U}{r \ln(r_k / r_a)}, \qquad (6.5)$$

където U е напрежението между електродите, а r_k и r_a са съответно радиусите на катода и анода. Вижда се, че той може да стане голям близо до анода, при малко r. Освен това е необходимо и газът да има сравнително нисък йонизационен потенциал и да е достатъчно разреден.

Механизмът на образуване на разряда може да се представи по следния начин. Електрон, освободен в резултат на първичната йонизация, се на-

сочва към анода. Ако свободният пробег му (разстоянието между два удара) е достатъчно голям, т.е. работният газ е достатъчно разреден, електронът придобива скорост (енергия), достатъчна за да йонизира атом или молекула. Необходимо условие е електронът да набере достатъчна енергия за йонизиране между два удара с атоми, за което е необходим достатъчно голям интензитет на електричното поле. Ако ударът е преди набирането на тази енергия, електронът я губи само за възбуждане на атома, но не се освобождава вторичен електрон. Йонизация може да настъпи само близо до анода (положително заредения електрод).

При вторичната йонизация се освобождават нови електрони, предизвикващи след ускоряването си нова йонизация. Този процес се нарича *газово усилване*. Той увеличава пълната йонизация в брояча, а оттам – и големината на изходния сигнал. В йонизационните камери газовото усилване е нежелателно, тъй като се нарушава количествената връзка между отдадената в камерата енергия и големината на произведената йонизация.

Броячът ще бъде строго пропорционален само в ограничена област на приложеното напрежение. При процеса на умножаването между лавините, образувани от първичните електрони, трябва да има слабо взаимодействие. В този случай пълният заряд, събран от електродите, ще бъде равен на сумата от зарядите на отделните лавини и пропорционален на първичната йонизация.

Областта на газовото усилване е ограничена в малък обем около централния положителен електрод с радиус няколко свободни пробега на електроните. Затова всички електрони от регистрираната частица пресичат цялата област на газово усилване и изходният сигнал не зависи от мястото на първична йонизация в брояча. Изходният сигнал ще бъде пропорционален на началната йонизация (на отдадената от частицата енергия) само при условие, че пространственият заряд около нишката е достатъчно малък, за да не се нарушава съществено конфигурацията на полето. Това означава, че макси-малният практически използваем коефициент на газово усилване за конкрет-ния брояч ще зависи от първичната йонизация, образувана от частицата, преминала през брояча и при малка начална йонизация ще бъде по-голям.

Теоретичното изчисляване на истинската стойност на коефициента на газово усилване няма нужната за практиката точност, тъй като

пресмятанията са свързани използването на стойности на сечения на взаимодействия, които не са добре изучени и зависят силно от примесите.

Една приблизителна формула, която сравнително добре описва коефициента на газово усилване M, е

$$M = \exp\left\{k\sqrt{\frac{V_0 ap}{\ln(b/a)}\left(\sqrt{V_0/V_t}-1\right)}\right\}, \qquad (6.6)$$

където a и b са радиусите на вътрешния и външния електрод, p – налягането на газа, k – константа, характерна за дадения газ, V_0 – напрежението между електродите, V_t – праговото напрежение, при което започва вторичната йонизация. Експоненциалната зависимост на големината на импулса от напрежението налага използването на висококачествени стабилизирани източници на високо напрежение. Някои оценки показват, че изменение на напрежението с 0,1 ÷ 0,2 % може да доведе до забележимо изменение на коефициента на газово усилване.

Механизмът на образуване на импулса налага друго ограничение на използването на пропорционалните броячи. Импулсът във веригата на събиращия електрод се създава главно от движението на положителните йони, а не от движението на електроните. Поради газовото усилване в силно нееднородното поле около централния електрод се създава заряд, значително по-голям от началната йонизация. Затова независимо от мястото на началната йонизация, токът във веригата на събиращия електрод се създава за сметка на заряда, образувал се при газовото усилване. Но този заряд започва да се образува с известно закъснение след преминаването на частицата през брояча. Това време е необходимо на първичните йони да достигнат от мястото си на образуване до областта на централния електрод. След тази задръжка започва рязкото увеличаване на изходния сигнал, който може да бъде диференциран и да се получи импулс с продължителност няколко десети от микросекундата. От същия порядък е и времето на закъснение, което се явява препятствие за използването на пропорционалните броячи за регистриране на момента на попадане на частицата. В това отношение по-добри характеристики имат плоските пропорционални броячи, обаче при тях има силна зависимост на амплитудата на импулса от мястото на началната йонизация.

След йонизацията областта, през която преминават положителните йони, е частично неработна, тъй като положителният пространствен заряд предизвиква отслабване на полето около централния електрод. Това "местно мъртво време" е равно приблизително на времето за събиране на положителните йони. В противоположност на Гайгер-Мюлеровите броячи в неработно състояние е само част от работния обем и като правило това явление е несъществено. Реалното мъртво време на пропорционалните броячи е от порядъка на микросекунди и те могат да се използват за регистрирането на над десетки хиляди импулса в секунда.

Разпределението на амплитудите на изходящите импулси при постоянна енергия на първичните частици се определя както от статистическата неопре-деленост на броя първоначални йони, която е същата както при йонизацион-ните камери, така и от някои процеси, характерни за пропорционалните броячи. Един от тях е прилепването на електроните по пътя им към централния електрод. Тъй като вероятността за прилепване зависи от броя на ударите, които изпитва електронът, големината на импулса ще зависи от мястото на попадане на първичната частица. За да се стесни това разпределение, е необходимо броячът да бъде напълнен с електроположителен работен газ или смес от газове, с минимални примеси от електроотрицателни газове, на първо място кислород и водни пари. Друга възможност е ограничаване на частиците така, че те да могат да попадат само в областта на централния електрод.

Друга причина за разпределението на импулсите по амплитуда е непостоянството или неправилността на напречното сечение на централния електрод или неговият ексцентрицитет, както и краевите ефекти. Последните се намаляват със закрепването на централния електрод към защитни електроди. И тук, както при йонизационните камери, съществена роля играе микрофонният ефект – трептенето на централния електрод. Поради по-големите импулси изискванията към екранирането на брояча и качествата на първото стъпало на усилвателя са по-малки.

Газовото усилване зависи силно от природата на газа. При чистите прости газове, особено благородните, газовото усилване започва при относително ниски напрежения – енергията на електроните при тях сравнително ефективно се изразходва за йонизация. Използването на чисти благородни газове, обаче, е свързано с две неудобства:

✓ коефициентът на газово усилване зависи много силно от захранващото напрежение;

✓ възбудените атоми изпускат високоенергийни фотони, които могат да избият фотоелектрони от катода или газа, като ще породят нови лавини.

Затова често се оказва по-целесъобразно използването на смес от газове или многоатомни газове, както и прибавянето на органични добавки, които да поглъщат фотоните.

Линейността на характеристиката се ограничава от пространствения заряд и следователно от пълната йонизация. При регистрирането на протони и α-частици обикновено се достига коефициент на газово усилване до 100; при регистрирането на β-частици или γ-кванти – до 1000, в някои случаи на нискоинтензивни потоци β-частици с ниска енергия може да се стигне до 10^4. При използването на пропорционалния брояч само за броене на частици може да се премине в областта на ограничена пропорционалност с по-висок коефициент на газово усилване.

Надеждността и стабилността на пропорционалните броячи, съдържащи поне малко количество многоатомен газ, са общо взето високи. Ограничена времетрайност имат някои броячи за регистриране на α-частици с голяма площ (около и над 100 cm^2) и много тънко прозорче поради дифузията на работния газ през прозорчето. При доставянето на такива броячи трябва внимателно да се проучват фирмените гаранции и възможностите за редовно доставяне на нови броячи. В последно време се предлагат подобни броячи, които лесно се пълнят преди употреба от малък балон със сгъстен работен газ.

Спектрометър с пропорционален брояч с подходяща конструкция има значително по-добра амплитудна разделителна способност при анализ на нискоенергийно лъчение в сравнение със сцинтилационните спектрометри. Това е следствие преди всичко на по-големия брой първични електрони в пропорционалния брояч в сравнение с броя на фотоелектроните, избивани от катода на фотоумножителя. Особено внимание трябва да се отделя на точното определяне на работното напрежение на брояча и на калибровката му. За разлика от йонизационните камери, амплитудата на импулса от пропорционалните броячи освен от отдадената от частицата енергия, зависи и от коефи-циента на газово усилване. Те не дават абсолютни стойности на енергията и поради това трябва да бъдат калибрирани. При това при

интензивни потоци на падащото лъчение калибровката се изменя. Ефективността им за гама-кванти с енергии до няколко десетки keV е 20 ÷ 50 % и рязко пада с увеличаването на енергията.

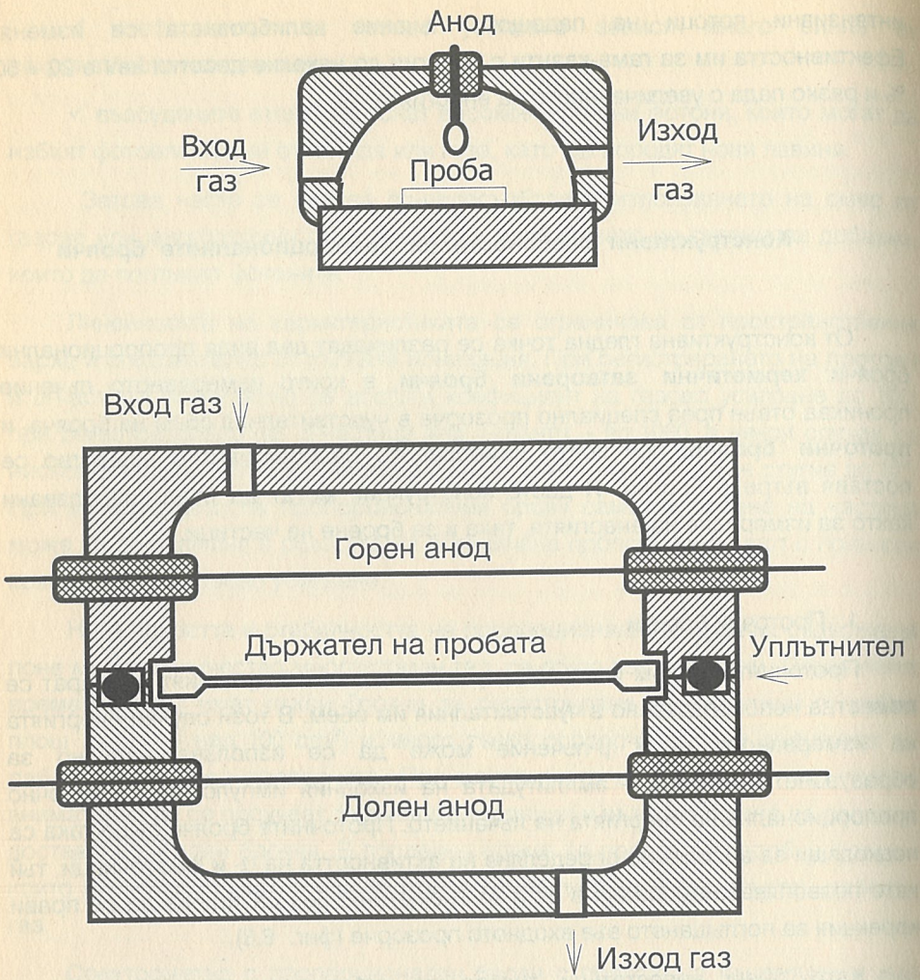
Конструктивни особености на пропорционалните броячи

От конструктивна гледна точка се различават два вида пропорционални броячи: **херметични затворени броячи**, в които измерваното лъчение прониква отвън през специално прозорче в чувствителния обем на брояча, и **проточни броячи**, при които измерваното радиоактивното вещество се поставя вътре в брояча. И двете конструкции могат да бъдат използвани както за измерване на енергията, така и за броене на частици.

1. Проточни броячи

Проточните броячи имат преимуществото, че измерваният препарат се помества непосредствено в чувствителния им обем. В този случай енергията на измерваното α- и β-лъчение може да се използва напълно за образуването на йони – амплитудата на изходния импулс ще бъде точно пропорционална на енергията на лъчението. Проточните броячи също така са подходящи за абсолютно определяне на активността на α- и β-източници, тъй като позволяват измерване в 2π и 4π геометрия, без да трябва да се прави корекция за поглъщането във входното прозорче (фиг. 6.8).

Като техни недостатъци трябва да отбележим усложняването на детекторната система, към която трябва да се създаде вакуумна система с апаратура за пречистване и циркулиране на работния газ. Разходът на газ е от порядъка на литри в час, като обикновено се използва затворена система на циркулиране. Собственият фон е десетки импулси/min, но в някои случаи може да бъде сведен до импулс на денонощие.



фиг. 6.8. *Принципна конструкция на 2π и 4π проточни броячи*

2. Херметични броячи на неутрони

Поглъщането на неутроните в стените на брояча е незначително и се пренебрегва. Това дава възможност да се използват херметични броячи. Промишлено се произвеждат три вида:

- ✓ броячи, напълнени с водород, или броячи, стените на които са покрити с водородосъдържащи вещества;
- ✓ броячи, стените на които са покрити с делящо се вещество;
- ✓ броячи, в които реакциите протичат в газа-пълнител.

Първата група броячи регистрират откатните протони и поради това се използват за измерване на енергията на бързи неутрони и на потока им. В зависимост от използваното делящо се вещество, броячите от втората група са или само за бързи неутрони (конвертор от ^{238}U или ^{232}Th), или както за бързи, така и за бавни неутрони (конвертор от ^{235}U или ^{239}Pu).

За откриване на топлинни неутрони особено удобни са броячите, съдържащи газообразни съединения на ^{10}B, главно BF_3.

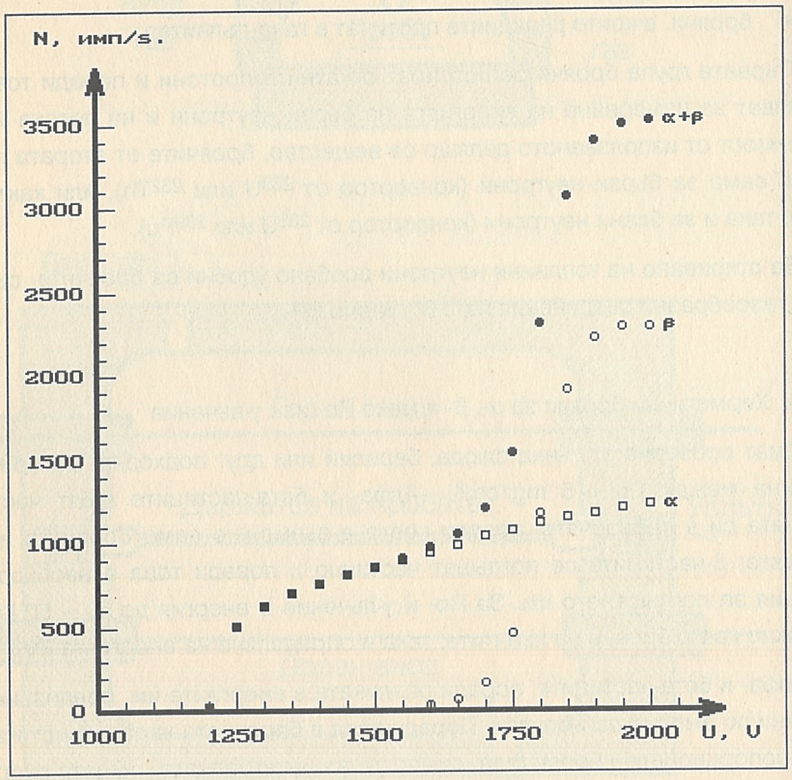
3. Херметични броячи за α-, β- и меко Ro- или γ-лъчение

Имат прозорче от тънка слюда, берилий или друг подходящ материал с дебелина между 1,5 ÷ 5 mg/cm^2. Алфа- и бета-частиците губят част от енергията си в прозорчето, поради което е възможно само броенето на α-частиците; β-частиците се поглъщат частично и поради това е необходима корекция за поглъщането им. За Ro- и γ-лъчение с енергия до 30 ÷ 50 keV е възможно както броене на квантите, така и определяне на енергията им.

Алфа- и бета-частиците, поради разликата в енергиите им, предизвикват различни по амплитуда импулси. Поради това в броячната характеристика на един пропорционален брояч (зависимостта на интегралната, общата скорост на броене от напрежението) се наблюдават добре изразени "плата" на броене, дължащи се поотделно на α- и β-частиците. Това е илюстрирано на фиг. 6.9, където са показани броячните характеристики на един и същ брояч, измерени с α-източник (^{241}Am, броячът е практически нечувствителен към γ-лъчението му), с β-източник ($^{90}Sr+^{90}Y$) и двата заедно. Това позволява, като се използват различни захранващи напрежения, да се получат независимо общите скорости на броене от α- и β-лъчението от една и съща проба.

За да се намали паразитното влияние на разсеяното от стените на брояча лъчение (стенен ефект) във висококачествените пропорционални броячи се поставя и изходно прозорче. През него невзаимодействалото с работния

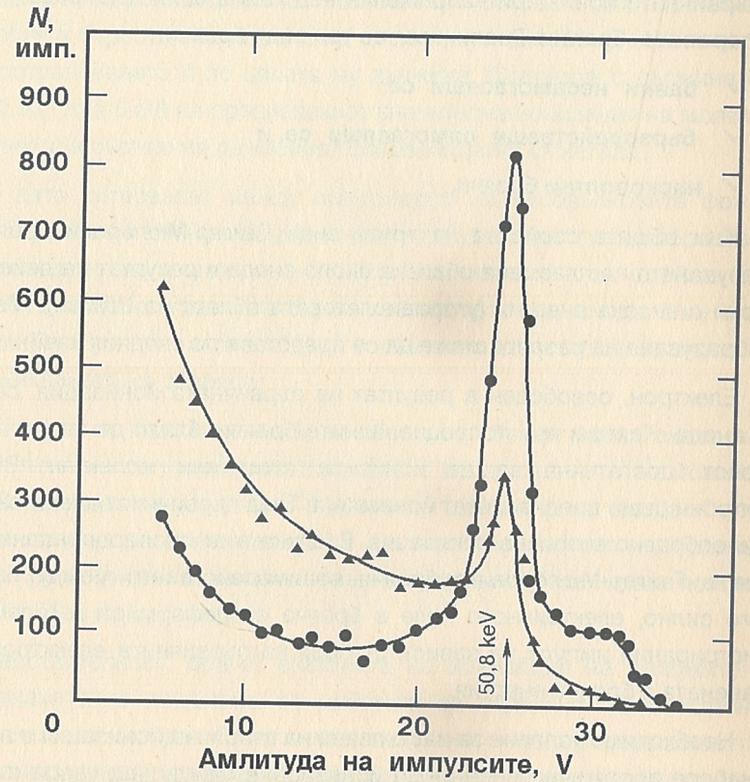
газ на брояча лъчение го напуска, без да създава паразитни импулси от фото- или Комптънови електрони.



Фиг. 6.9. *Броячни характеристики на пропорционален брояч*

От ф-ла (6.5) се вижда, че коефициентът на газово усилване силно зависи от радиуса на брояча и особено от радиуса на анода. Геометричните неточности водят до влошаване на разделителната способност на детектора. Поради това за анод се използват калибрирани нишки, опънати с подходяща пружина по оста на външния електрод. Наличието на вибрации също променя геометрията на брояча и оттам влошава разделителната му способност (микрофонен ефект).

Енергийната разделителна способност на пропорционалните броячи и разширяване на енергийния им обхват за регистриране на електрони с енергии до няколкостотин keV, се постига при използването на броячи с дължина 20 ÷ 40 cm с повишено налягане на работния газ (до 5 MPa – 50 атм) и поставенето им в соленоид, създаващ хомогенно магнитно поле по оста на брояча. Това поле закривява траекторията на електроните по спирала, което води до увеличаване на пробега им в брояча (за пълно отдаване на енергията) и намаляване на влиянието на стените. Високите налягания на газа обаче водят до много високи работни напрежения и поставят много строги изисквания към чистотата на газа.



Фиг. 6.10. *Спектър на конверсионни електрони, регистриран с пропорционален брояч в магнитно поле*

На фиг. 6.10 е показан спектърът на конверсионни електрони от ^{169}Yb с брояч с диаметър 2 cm, поместен в надлъжно поле с интензитет 4100 Gs (точки) и без поле (триъгълници).

ГАЙГЕР-МЮЛЕРОВИ БРОЯЧИ

При достатъчно високо напрежение на електродите на брояча, наречено Гайгеров праг, големината на импулсите става еднаква, независимо от броя на първичните йони. При напрежения над Гайгеровия праг работят **Гайгер-Мюлеровите броячи**. Различават се три вида броячи:

- ✓ **бавни несамогасящи се**,
- ✓ **бързодействащи самогасящи се,** и
- ✓ **нисковолтни** броячи.

Към общите свойства на трите вида Гайгер-Мюлерови броячи спада образуването на плазмена обвивка около анода в резултат на действието на фотони с висока енергия (ултравиолетовата област на Шуман). Механизмът на образуване на разряда може да се представи по следния начин.

Електрон, освободен в резултат на първичната йонизация, се насочва към анода. Както и при попроционалните броячи, близо до анода придобива скорост, достатъчна за да йонизира атом или молекула. Вторичните електрони също предизвикват йонизация. Така първичният електрон поражда лавинообразно вторична йонизация. Разликата от пропорционалните броячи е, че в Гайгер-Мюлеровите броячи взаимодействието между лавините е много силно, електричното поле в брояча се деформира и големината на регистрирания импулс не зависи от броя на първичните елекктрони, т.е. от оставената в брояча енергия.

Необходимо условие за настъпване на вторична йонизация е електронът да набере достатъчна енергия за йонизиране между два удара с атоми, за което:

- ✓ интензитетът на електричното поле трябва да е достатъчно голям (това става само близо до анода);

- ✓ свободният пробег на електрона (разстоянието между два удара) да е достатъчно голям, т.е. работният газ да е достатъчно разреден.

Ако ударът е преди набирането на тази енергия, електронът я губи само за възбуждане на атома, без да се освободи вторичен електрон.

При вторичната йонизация се освобождават нови електрони, предизвикващи след ускоряването си нова йонизация и процесът се повтаря, докато около анода се образува електронно-йонна лавина. При връщането на възбудените молекули в основно състояние и неутрализирането на йоните се излъчват фотони със съответната енергия. Ако дължината на вълната на фотона е близка до 100 nm (10^{-5} m ≅ 12 eV), на разстояние около 1 mm той предизвиква нова йонизация. Тези късовълнови фотони играят изключително голяма роля в бързото образуване на електронно-йонна лавина около анода и разпространяването й по цялата му дължина. Фотоните с дължина около 200 nm (2.10^{-5} m ≅ 6 eV) не предизвикват значителна йонизация на молекулите на газа, но са в състояние да избиват фотоелектрони от катода.

Тъй като интервалът между излъчването на късовълновите фотони и предизвикваната от тях йонизация е около 10^{-9} s, скоростта на образуване и разпространение на електронно-йонната лавина може да достига до 10^8 cm/s. Електроните от лавината бързо се насочват към анода и му отдават заряда си. Те обуславят около 50 % от големината на импулса за около 0,5 μs след възникването на разряда.

Обвивката от положителни йони образува обемен заряд около анода, който постепенно се разширява вследствие на движението на йоните към катода. В резултат се увеличава ефективния диаметър на анода. Съгласно (6.5) интензитетът на полето спада и до възстановяването му броячът не може да регистрира лъчението (мъртво време). При това положение разрядът трябва да се прекрати.

В действителност, обаче, енергията на йонизация на положителните йони е значително по-голяма от работата за отделяне на електрони от повърхността на катода. След неутрализирането си на повърхността на катода, йонът се намира във възбудено състояние. В продължение на няколко микросекунди, преминавайки от възбудено в основно състояние, той излъчва ултравиолетово лъчение (с дължина на вълната около 200 nm). Тъй като след неутрализацията броячът е в работно състояние, може да се появи нова лавина, предизвикана от фотоелектроните.

Бавни несамогасящи се броячи

Те се нуждаят от външен гасящ механизъм, който да задържа напрежението на брояча под Гайгеровия праг след първичното сработване и образуване на импулса, докато в обема на брояча не остане нито един йон и не завърши изпускането на всички фотони. Гасенето на първичния разряд става автоматично в резултат на разширяване на плазмения шнур, а външният гасящ механизъм не позволява в брояча да се развие вторичен разряд (електронно-йонна лавина) и да се регистрират фотоните, изпускани от възбудените атоми или молекули.

Най-простата гасяща схема е показана на фиг. 6.1. Капацитетът C е сума от собствения капацитет на ГМ-брояча и монтажния капацитет. Обикновено той е около 10 pF. При работно съпротивление $R = 10^8\ \Omega$ времеконстантата е $\tau = R.C = 10^8.10.10^{-12} = 1$ ms е достатъчно голяма, така че подаденото на брояча напрежение да остава под Гайгеровия праг докато завърши събирането на йоните и изсветването им. Това, обаче, силно ограничава максималната скорост на броене с такъв тип броячи. В съвременните апаратури се използват по-сложни електронни схеми, осигуряващи мощен гасящ импулс с продължителност около 10 μs.

Потенциалът на анода на Гайгер-Мюлеровия брояч, имащ напрежение U_0 в момента $t = 0$, в който възниква разряда, се описва от:

$$U(t) = U_0 - \frac{k}{C}\left(\ln\frac{t}{t_k} - 1\right), \qquad (6.7)$$

където k и t_k са емпирични константи, като при това t_k зависи от работното напрежение, а C е капацитетът на брояча.

Амплитудата на импулса U_R е:

$$U_R = ql / C, \qquad (6.8)$$

където q е зарядът на 1 cm дължина на анода и l – дължината на анода.

Бързодействащи самогасящи се броячи

В бързодействащите самогасящи се броячи механизмът на гасенето се осигурява от процеси вътре в брояча. Освен основния работен газ, в този тип броячи се поставя и известно количество гасящ газ от многоатомни органични молекули. Тези молекули не се йонизират при нееластичните удари с електроните, а само получават допълнителна енергия на въртене и трептене. Освен това многоатомните молекули имат ярко изразени ивици на поглъщане в ултравиолетовата област и затова почти изчезва възможността за избиване на фотоелектрони от катода. Гасящият газ трябва да има по-ниска енергия на йонизация от основния газ-пълнител (обикновено благороден газ). В този случай йоните на основния газ предават заряда си на молекулите на гасящия газ, така че в плазмения шнур остават практически само йони на гасящия газ. Тези йони се неутрализират на катода, но поради ниската енергия на йонизация и късото време на живот на възбуденото състояние не се излъчват фотони, а протича само дисоциация на молекулите.

Следователно гасящият газ изпълнява три функции:

- ✓ поглъща ултравиолетовото лъчение;
- ✓ неутрализира работния газ;
- ✓ предотвратява изпускането на фотони след неутрализирането на йоните.

Поради дисоциацията на гасящия газ самогасящите се броячи имат ресурс (живот) за регистриране на около 10^8 импулса.

Нисковолтни броячи

За описаните по-горе броячи са характерни работни напрежения от порядъка на 1000 ÷ 1500 V. Работното напрежение на един брояч, обаче, може да бъде намалено няколко пъти при използването на смеси от два газа.

В чистите благородни газове възникват метастабилни състояния в резултат на нееластични удари с електроните. Тези състояния затрудняват възникването на разряда, тъй като акумулират част от енергията, която електроните са получили от полето. Поради това се повишава стойността на

Гайгеровия праг. За отстраняване на образуващите се при разпадането им послеразряди се налага да се добавят гасящи газове.

Картината се променя коренно когато се използват смеси от два газа, единият от които има по-високи метастабилни състояния от енергията на йонизация на втория. Тогава при удар между атом в метастабилно състояние и неутрален атом от втория газ, последният се йонизира. Подходяща комбинация са неонът и аргонът. Неонът има две метастабилни състояния с енергия 16,7 и 16,6 eV, а енергията на йонизация на аргона е 15,7 eV. Излишната енергия от 0,9 или 1 eV се предава във вид на кинетична енергия на трите частици, образуващи се при удара – неутрален атом неон, йон на аргона и електрон. Вероятността за този процес, поради малката разлика в енергиите, е практически равна на единица. Оптималната концентрация на аргона е около 0,1 %, при която може да бъде достигнат Гайгеров праг около 120 V. Като гасящ газ се използва обикновено хлор или бром. За достигане на гасящ ефект са достатъчни съвсем малки парциални налягания, тъй като след дисоциацията си гасящият газ отново рекомбинира. Тези броячи имат практически неограничен ресурс – над 10^{11} импулса.

Преимущество на нисковолтните броячи е и възможността да издържат токове до десети от милиампера без повреждането им. Поради това те могат да бъдат включвани не само в импулсен, но и в токов режим за измерване на големи плътности на падащия поток частици. В този случай обаче се поставят твърди изисквания към стабилността на захранващото напрежение.

Времеви характеристики на Гайгер-Мюлеровите броячи

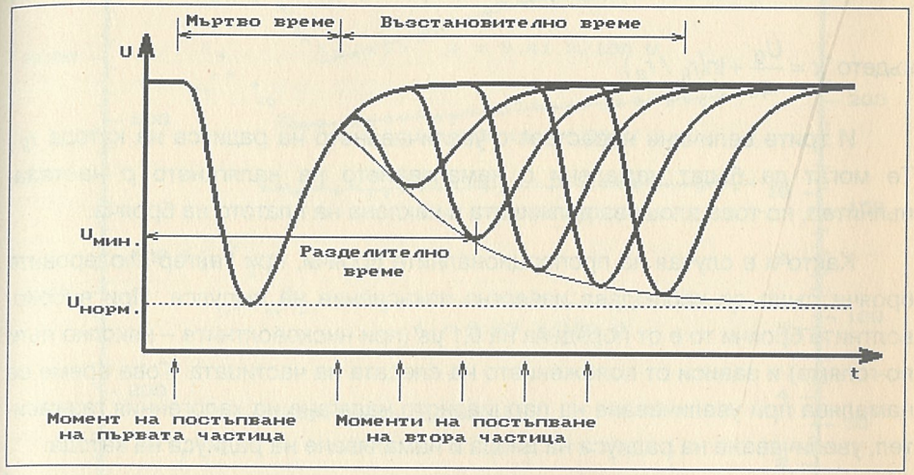
Работата на Гайгер-Мюлеровите броячи се характеризира с три важни времеви константи:

✓ **мъртво време** t_s – времето на пълна нечувствителност на брояча, което обикновено е около 200 μs;

✓ **разделително време** t_a , при което амплитудите на импулсите нарастват и достигат стойност, при която могат да бъдат регистрирани;

✓ **възстановително време** t_m – когато амплитудата на импулса достига нормалната си стойност.

Тези три времена са показани на фиг. 6.11.



Фиг. 6.11. *Времеви характеристики на Гайгер-Мюлеров брояч*

Големината на мъртвото време t_s се определя от

$$t_s = 0{,}4\frac{U_0}{r_k} r_{kp}\mu_+ \frac{p}{760}, \qquad (6.9)$$

където U_0 е напрежението на брояча, μ_+ – подвижността на положителните йони, p – налягането на газа в брояча (в mm Hg), r_k – радиусът на катода, $r_{kp} = r_k \exp\{-\Delta U/q\}$ – критичният радиус на плазмения шнур, ΔU – напрежението над Гайгеровия праг, q – зарядът на 1 cm дължина на анода.

Разделителното време t_a за амплитуди близо до Гайгеровия праг се дава от

$$t_a = \frac{\left(r_k^2 - r_{kp}^2\right)\left(\frac{760}{p}\ln(r_k / r_a)\right)}{2\mu_+ U_0}, \qquad (6.10)$$

където r_a е радиусът на анода.

Времето за пълно възстановяване t_m е

$$t_m = \frac{r_k^2}{4\mu_+ Cq} \exp\left\{-\frac{\Delta U}{Qx}\left(1+\frac{1}{x}+\frac{1}{x^2}+\ldots\right)\right\}, \quad (6.11)$$

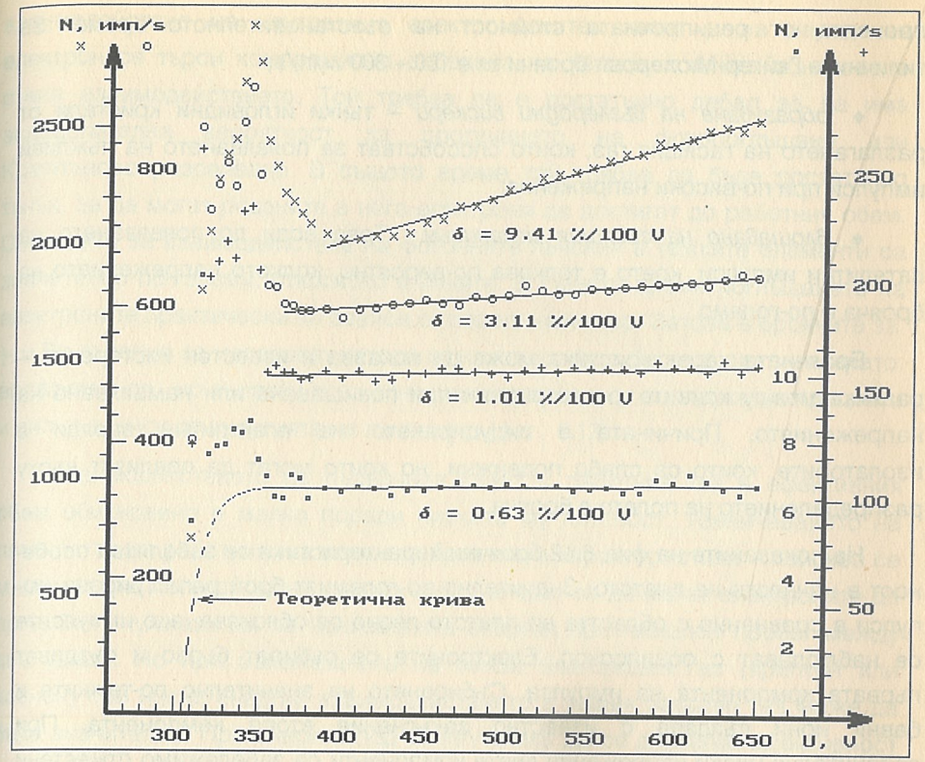
където $x = \frac{U_0}{q} + \ln(r_k / r_a)$.

И трите величини нарастват с увеличаването на радиуса на катода r_k. Те могат да бъдат намалени с намаляването на налягането p на газапълнител, но това влошава дължината и наклона на платото на брояча.

Както и в случая на пропорционалните броячи, при Гайгер-Мюлеровите броячи също се наблюдава известно закъснение на импулса. При високоволтните броячи то е от порядъка на 0,1 μs (при нисковолтните – няколко пъти по-голямо) и зависи от положението на следата на частицата. Това време се намалява при увеличаване на парциалното налягане на халогенния газ-гасител, увеличаване на радиуса на анода и намаляване на радиуса на катода.

Броячна характеристика на Гайгер-Мюлеровите броячи

Броячната характеристика е един от най-важните параметри на Гайгер-Мюлеровите броячи. Тя представлява зависимостта на броя на регистрираните импулси от напрежението при постоянен интензитет на лъчението (фиг. 6.12). Праговото напрежение (Гайгеровият праг), както вече беше отбелязано, е около 250÷ 1000 V за нисковолтните броячи и около 1100 ÷ 1300 V за бързодействащите самогасящи се броячи. Дължината на платото е обикновено над 200 V при наклон под 2 ÷ 3 % на 100 V. Работната точка се избира или на средата на платото или на 100 V над Гайгеровия праг. При това положение изискванията за стабилност на захранващото напрежение са ниски. На практика ресурсът на един брояч се приема за изтекъл, когато платото му се скъси под 150 V или наклонът му нарасне над 15 % на 100 V.



Фиг. 6.12. *Типична броячна характеристика на Гайгер-Мюлеров брояч*

Наклонът на платото може да се дължи на различни ефекти:

♦ *нехомогенност на електричното поле.* Областите около краищата на брояча са с понижено електрично поле и поради това те са нечувствителни при сравнително ниско напрежение, когато централната му част работи нормално. С повишаване на напрежението се включват постепенно и тези крайни части;

♦ "*застъпване на импулси*". При по-ниски напрежения част от импулсите, появяващи се през възстановителното време, са твърде малки и не се регистрират. Но при повишаване на напрежението някои от тях могат да достигнат амплитуди, достатъчни за преброяването им. Поради това платото на един брояч се определя при много малки скорости на броене – до няколко

процента от реципрочната стойност на възстановителното време. За типичните Гайгер-Мюлерови броячи тя е 100 ÷ 300 имп/s;

♦ *образуване на въглеродни вискери* – тънки игловидни кристали от разлагането на гасящия газ, които способстват за появяването на лъжливи импулси при по-високи напрежения;

♦ *влошаване на гасящия механизъм.* Това води до появяването на сателитни импулси, което е толкова по-вероятно, колкото напрежението на брояча е по-голямо.

Броячната характеристика може да показва и известен хистерезис – разлика между кривите, регистрирани при повишаване или намаляване на напрежението. Причината е индуцирането на електрични заряди в изолаторите, които са слабо подвижни, но които могат да повлияят върху разпределението на полето в брояча.

На показаните на фиг. 6.12 броячни характеристики се забелязва особеност в началото на платото. Значително по-големият брой регистрирани импулси в сравнение с областта на платото лесно се обяснява, ако импулсите се наблюдават с осцилоскоп. Електроните се събират бързо и създават първата компонента на импулса. Събирането на значително по-тежките и бавни йони създава с известно закъснение втора компонента. При сравнително ниски напрежения двете компоненти са забележимо отместени във времето и общият импулс е с два максимума. Бързият преброител ги брои като два отделни импулса. При по-високи напрежения втората (йонната) компонента се появява по-бързо след електронната. Резултатният импулс става с един максимум и броячът влиза в нормален работен режим.

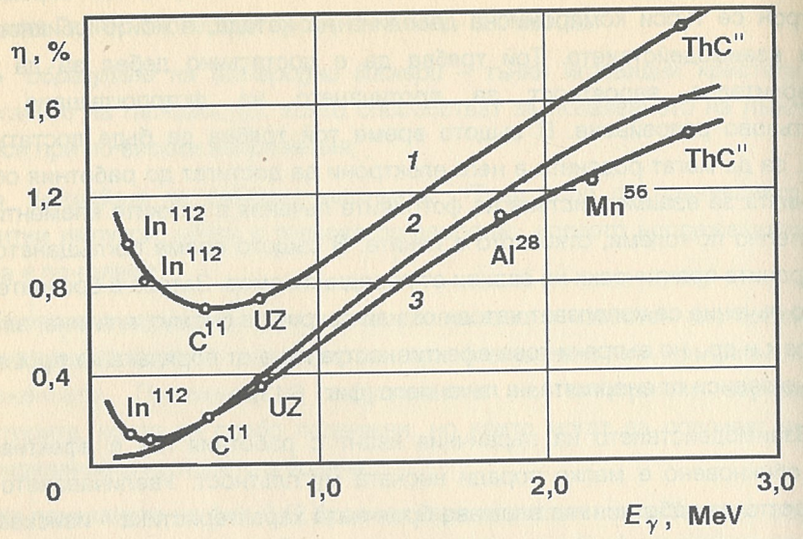
Околната температура влияе върху налягането на гасящия газ и се появяват колебания на Гайгеровия праг, дължината и наклона на платото. В броячи, използващи етилов спирт като гасящ газ, още при 0°C започва забележима кондензация, парциалното налягане на гасящия газ намалява и броячът започва да работи нестабилно. Гасящите газове с високо парциално налягане, например въглеводороди и халогени, осигуряват надеждна работа на брояча до –100 °C.

Ефективността на броячите за α- и β-частици е практически 100 %, ако се пренебрегва поглъщането им във входното прозорче, За регистрирането на Ro- или γ-лъчение е необходимо първичният квант да избие фото- или Комптънов електрон. Поради голямата разлика между сеченията на

взаимодействие на неутралния електромагнитен квант и на заредения електрон се търси компромисна дебелина на катода, в който обикновено става взаимодействието. Той трябва да е достатъчно дебел за да има задоволителна вероятност за протичането на фотопоглъщане или Комптъново разсейване. В същото време той трябва да бъде достатъчно тънък, за да могат родените в него електрони да достигат до работния обем. Сеченията за взаимодействие на фотонните лъчения в тежките елементи са значително по-големи, отколкото в леките. В същото време поглъщането на електроните практически не зависи от поредния номер. Затова в броячите за γ- и Ro-лъчение се използват катоди от или покрити с бисмут, платина, злато, волфрам и др., но въпреки това ефективността им е от порядъка на проценти и силно зависи от енергията на лъчението (фиг. 6.13).

Взаимодействието на първичния квант с работния газ в ефективния обем обикновено е малко поради ниската му плътност. Увеличаването на плътността на работния газ влошава броячната характеристика – изисква се много го-лям интензитет на полето около анода, за да могат електроните да придобият нужната им за йонизацията енергия при намален пробег между два удара. Но при използването на тежък благороден газ (криптон или ксенон) при ниски енергии взаимодействието в самия работен газ може да бъде значително. При енергии под 10 keV може да се достигне ефективност над 90 %.

В Гайгер-Мюлеровия брояч ефективността на регистриране не е постоянна по цялата му дължина поради наличието на краеви ефекти. Въвежда се понятието *ефективна дължина* – дължината на брояча, където ефективността е практически постоянна.



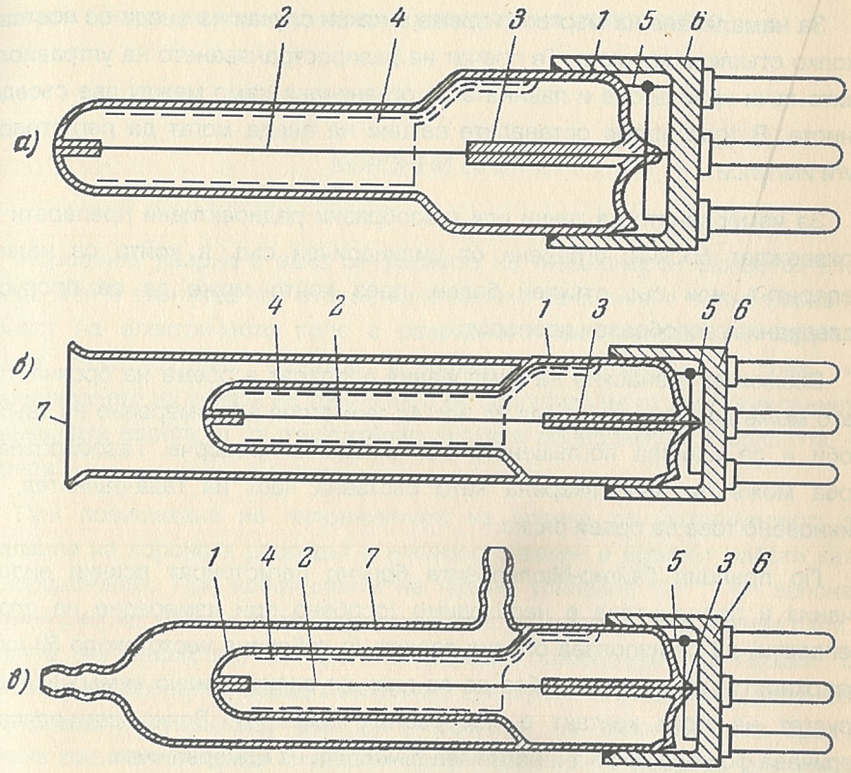
Фиг. 6.13. *Зависимост на ефективността на Гайгер-Мюлерови броячи от енергията*

Конструктивни особености

И трите типа Гайгер-Мюлерови броячи имат еднаква конструкция и се различават само по типа на газа-пълнител. Предназначени са само за броене на частици. Могат да бъдат използвани за регистриране на електромагнитно лъчение с дължина на вълната под 600 nm (6.10^{-5} cm или 2 eV – видима светлина, ултравиолет, меко и твърдо рентгеново лъчение, гама-лъчение), йонизиращи частици с висока (α, β, протони, неутрони, деутрони, мезони).

Гайгер-Мюлеровите броячи обикновено имат коаксиална конструкция, като облъчването става по дължината на брояча през специално тънко прозорче от слюда (така наречените **камбановидни броячи**) или перпендикулярно на оста на брояча – тогава лъчението преминава през катода и попада в чувствителния обем. Корпусът се изработва от стъкло или самият катод

служи за корпус. Първият вид се използват за регистриране на α- и β-частици, вторият – за β- и γ-частици. На фиг. 6.14 са показани някои типични конструкции на Гайгер-Мюлерови броячи.



Фиг. 6.14. *Типични конструкции на Гайгер-Мюлерови броячи*

а) тънкостенен стъклен брояч за потопяване в измеравания образец; б) тънкостенен стъклен брояч за измерване на течни проби; в) тънкостенен стъклен брояч за измерване на течни проби;

1. корпус на брояча; 2. анод; 3. защитен изолатор на анода за хомогенизиране на електричното поле; 4. катод; 5. извод на катода; 6. цокъл (куплунг); 7. съд за измерваната проба

Катодите се изработват от тънкостенни тръбички или фолио. Вътрешната им повърхност трябва да бъде идеално гладка, за да не се излъчват паразитни електрони в резултат на студена емисия, водещи до появата на лъжливи импулси.

За намаляване на мъртвото време в някои случаи на анода се поставят няколко стъклени мъниста. Те пречат на разпространяването на ултравиолетовите лъчи край анода и лавината се ограничава само между две съседни мъниста. В това време останалите секции на анода могат да регистрират други импулси.

За измерването на течни или газообразни радиоактивни препарати се произвеждат броячи, оградени от цилиндричен съд, в който се налива препаратът, или със стъклен балон, през който може да се пропуска изследвания газообразен препарат.

Възможно е внасяне на измервания препарат в обема на брояча, при което може да бъде осигурена 2π или 4π геометрия на измерване на твърди проби и се избягва поглъщането във входното прозорче. Газообразната проба може да бъде вкарана като съставна част на газа-пълнител, но обикновено това се прави рядко.

По принцип Гайгер-Мюлеровите броячи регистрират всички видове лъчения и поради това е необходимо (особено при измерване на слаби препарати) да се използва оловна защита (с дебелина често около 50 mm). Повърхността на брояча трябва да се пази от радиоактивно замърсяване в резултат на пряк контакт с измервания препарат. Всяко замърсяване увеличава фона на брояча и намалява точността на измерванията.

При продължителна работа е необходимо да се провеждат контролни измервания на характеристиката на брояча само по фоновите му импулси и при поставянето на стандартен препарат. Броячът може да се счита за изправен, ако мястото на платото, дължината и наклонът му слабо зависят от интензитета на лъчението.

Гайгер-Мюлеровите броячи, особено камбановидните, са твърде чувствителни към механични повреди, влага, прах, резки промени на температурата, при което се нарушава херметичността на брояча. Бързодействащите броячи трябва да се пазят от напрежения над платото и претоварване с мощни

препарати. При постъпването на повече от 1000 имп/s настъпва бързо разлагане на гасящия газ.

При работа с Гайгер-Мюлерови броячи трябва да се следи за правилната полярност на захранващото напрежение. Неправилната полярност не поврежда брояча, но води до неверни резултати на измерването.

КОРОННИ БРОЯЧИ

Коронният разряд е една от формите на стационарен самостоятелен разряд, който възниква при относително високи налягания и силна неравномерност на електричното поле в разрядното пространство. От другите видове самостоятелни разряди коронният се отличава с това, че ограничаването на силата на тока в него се осигурява не от съпротивлението на външната верига, а от относително ниската проводимост в областта на разряда.

При повишаване на напрежението на брояча до напрежението за запалване на короната разрядът е несамостоятелен и броячът работи като пропорционален. При коефициенти на газово усилване $10^3 : 10^4$ започва коронен разряд. Силата на тока се увеличава, размерите на светещия слой и яркостта му нарастват и при напрежения, значително по-големи от началното, коронният разряд преминава в искров. Поради това даже без въздействието на външни фактори в резултат на разряда през брояча протича ток, който поради статистическия характер на процеса флуктуира, като създава върху товарното съпротивление напрежение – шум на короната.

При попадане на йонизираща частица в чувствителния обем на брояча се образува голям брой електрони, всеки от които, движейки се към анода, създава лавина. Амплитудата на сумарния импулс, предизвикан от достигането на тези лавини до анода на брояча, е значително по-голяма от шума на короната и е пропорционална на големината на първичната йонизация.

Коронните броячи най-често се използват за регистриране на α-частици и потоци неутрони. Регистрирането на β- и γ-лъчи се извършва в токов режим, като падът на напрежението върху товарното съпротивление в диапазон от 4 ÷ 5 порядъка зависи логаритмично от плътността на потока частици.

7. ПОЛУПРОВОДНИКОВИ ДЕТЕКТОРИ

Бързото разпространяване и широкото използване на **полупроводниковите детектори** (ППД) започна в средата на 60-те години, а в нашата страна те започнаха да проникват по-масово през 80-те години. ППД са твърдотелен аналог на газонапълнените йонизационни камери. Както и при йонизационните камери, работният обем на ППД между двата му електрода е с безкрайно (или поне много голямо) съпротивление. През детектора не протича електричен ток, докато не е облъчен с йонизиращо лъчение. При преминаване през работния обем, йонизиращата частица отдава цялата или част от енергията си на един или няколко вторични електрони с голяма енергия (така наречените **δ-електрони**). Вторичните δ-електрони предизвикват по-нататъшна йонизация, при която се появяват свободни носители на заряд – електрони и дупки. Процесът продължава докато всички електрони достигнат енергия, недостатъчна за йонизиране на веществото на детектора. Броят на образувалите се двойки носители на заряда зависи само от отдадената от частицата енергия и не зависи от вида на лъчението. Това осигурява характерната за йонизационните камери линейна връзка между големината на импулса и отдадената от частицата енергия.

Образувалите се носители на заряда се събират на електродите на детектора, като създават електричен импулс. Важно е да се отбележи, че пропорционално на отдадената енергия е количеството електричество Q от зарядите, събрани на електродите, а не напрежението U (амплитудата) на импулса. При прилагането на очевидната връзка

(7.1) $$U = Q / C$$

трябва да се държи сметка, че капацитетът на детектора C при полупроводниковите детектори не е постоянна величина.

ППД имат редица предимства пред йонизационните камери. На първо място, в тях, благодарение на *голямата плътност и спирачна способност* на веществото им, могат да бъдат напълно спрени дългопробежни частици, като β-частици или протони с висока енергия. Докато пробегът на тези частици във въздуха надвишава 1 m, те напълно се поглъщат в слой силиций с дебелина 1 mm. В същото време могат да бъдат изработени много тънки

броячи и да се измерват специфичните загуби dE/dx. При сравняване на този резултат с пълната енергия, измерена с детектор за пълно поглъщане, може да бъде определен видът на частиците.

Второ съществено предимство на ППД е значително по-високата им разделителна способност по енергия в сравнение с йонизационните камери и сцинтилационните детектори. **Физичните предпоставки** за това са *малката* средна енергия, необходима за образуването на една двойка носители на заряда в ППД и *малката* стойност на фактора на Фано.

За най-често използваните полупроводникови материали, от които се изработват ППД, силиций и германий, средната енергия за образуване на една двойка носители е съответно W_{Si} = 3,6 eV и W_{Ge} = 2,8 eV. Тази величина при газовете е около 30 eV, а за избиването на един фотоелектрон от фотокатода на фотоелектронен умножител е нужна енергия около 300 eV (вж. табл. 5.2).

Броят n на двойките електрон-дупка, образувани при отдаване на енергия E_0, е

(7.2) $$n = E_0 / W_i$$

и поради по-малката стойност на W_i е около 8 пъти по-голям, отколкото в газовите йонизационни камери. От една страна, този по-голям брой първоначални носители на заряда създава толкова пъти по-голям сигнал на изхода на детектора.

От друга страна, статистическите флуктуации на големината на импулса са със средноквадратично отклонение $\sqrt{n}$. В действителност, тази стойност е още по-малка поради ефекта на Фано

(7.3) $$\sigma_n = \sqrt{nF},$$

където коефициентът (факторът) на Фано при 77 K е $F_{Si} \cong 0{,}09 \div 0{,}14$ и $F_{Ge} \cong 0{,}06 \div 0{,}12$.

Относителната енергийна разделителна способност е

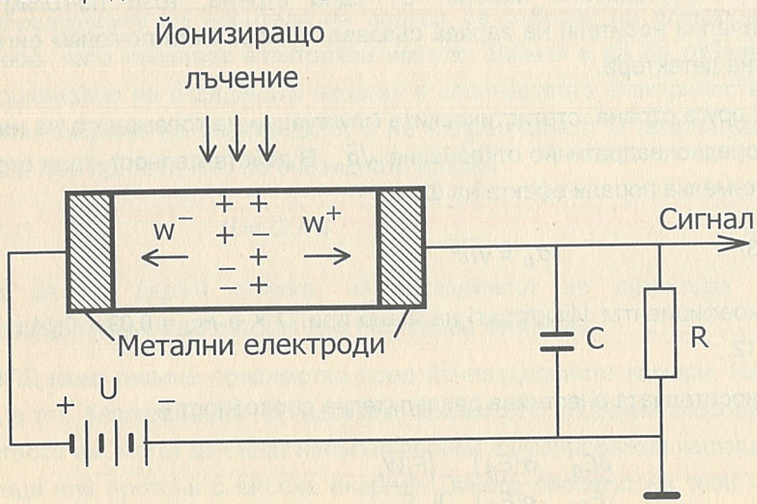
(7.4) $$\frac{\delta E_0}{E_0} = \frac{\sigma(E_0)}{n(E_0)} = \sqrt{\frac{F_i W_i}{E_0}},$$

като за германиев детектор тя трябва да достига $1{,}5.10^{-4}$ за кванти с енергия 8 MeV и $1{,}2.10^{-3}$ при 122 keV. Реално с най-добрите германиеви детектори се реализират съответно $5{,}4.10^{-4}$ и $7{,}1.10^{-3}$, което показва, че все още има извес-тни възможности за подобряване на разделителната способност по енергии.

В настоящия момент ППД играят важна роля при регистрирането на различни видове лъчения с точност, сравнима с точността на кристалдифракционните и магнитните спектрометри, и с висока ефективност, достигаща до 100 %, характерна за обикновените йонизационни камери и сцинтилационни детектори. Поради това, независимо от сравнително високата цена (която се определя както от необходимостта от свръхчисти с минимални дефекти монокристали с големи размери, така и от прецизна електроника), ППД стават все по-масово използвани прибори.

ОСНОВНИ ПРОЦЕСИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВИТЕ ДЕТЕКТОРИ

Схемата на включване на една твърдотелна йонизационна камера с плоски електроди е показана на фиг. 7.1.



Фиг. 7.1 *Принципна схема на хомогенен полупроводников детектор*

Най-простият случай е, когато работният обем на камерата е запълнен с хомогенен полупроводников материал с омов контакт на металните електроди. **Омов контакт** означава, че се осъществява безпрепятствен обмен на носителите на заряда с произволен знак между всеки електрод и полупроводника. При преминаването си заредената частица създава разноименни носители на заряда – електрони и дупки. Под действието на електричното поле E в кристала, създадено от външно напрежение *U*, електроните и дупките започват да се движат към съответните електроди с дрейфови скорости w^+ и w^- , равни на

$$w^+ = \mu^+ E \text{ и } w^- = \mu^- E , \qquad (7.5)$$

където μ^+ и μ^- са съответните им подвижности. Достигайки до електродите, те пренасят заряд *Q* и предизвикват във външната верига сигнал – токов импулс.

За да бъде работоспособен детектор, от една такава камера се изисква продължителна стабилна работа, сигналът да бъде пропорционален на оставената енергия и при това да бъде със сравнително малка продължителност. Затова работното вещество на камерата трябва да отговаря на следните условия:

а. да изисква малко енергия от заредената частица за създаване на една двойка носители на заряда;

б. в него да няма рекомбинация и залавяне на носителите;

в. да има достатъчно голяма и близка по стойност подвижност на носителите от двата знака;

г. да има голямо специфично електрично съпротивление.

Условието *а.* следва от изискването от детектора да се получава по-голям сигнал с по-малка статистическа неопределеност. Ако рекомбинацията при движението на носителите е голяма, до електродите ще достигнат сравнително малка част от образуваните заряди – амплитудата на импулсите ще се намали, а разсейването им ще се увеличи. За разлика от газонапълнената йонизационна камера, в твърдите тела е възможно носителите от единия или и от двата знака да се залавят за по-кратко или по-продължително време в така наречените **уловки** – локални дефекти на кристалната решетка. При голяма вероятност за залавяне на носителите в

уловките, вътре в детектора ще възникне обемен заряд, чието електрично поле ще бъде насочено противоположно на външното поле. В резултат след известно време външното електрично поле ще се компенсира и детекторът ще престане да работи или поне ще се влоши времевата и енергийната му разделителна способност.

Голямата подвижност на носителите осигурява късо време за събирането им, с което се подобрява времевата разделителна способност на детектора. Равенството на подвижността на положителните и отрицателните носители осигурява независимост на големината на изходния импулс от мястото на попадане на частицата. Ако материалът на детектора е електропроводящ, при прилагането на външно напрежение през него ще протече ток. Броят на носителите на заряда, създаващи този ток, ще е много голям, неговите статистически флуктуации ще са много големи и биха могли да маскират зарядите, породени от йонизиращата частица. От друга страна, прекалено лошата електропроводимост води до създаването на обемни заряди, които нарушават необходимата конфигурация на електричното поле.

Оказва се, че не е възможно да се намери материал, който да отговаря на всичките условия. Поради това този тип **хомогенни кристални детектори** намериха само ограничени, специфични приложения.

Най-често броячите, използващи хомогенен полупроводников кристал, са от силиций. Поради високата концентрация на равновесните носители дори в чист силиций и необходимостта да бъдат компенсирани примесите, както и поради необходимостта от работа при азотна температура за намаляване на шумовете, те се използват главно за изследване на работата на полупроводниковите детектори. Енергеийната им разделителна способност достига 1,4 %.

Приложение намират интегриращите броячи на поток йонизиращи частици. В полупроводници, в които неосновните носители на заряда се залавят за време, по-голямо от времето за диелектрична релаксация, настъпва зарядово усилване. Максимално зарядово усилване се постига в кадмиев сулфид, който ефективно регистрира γ-кванти. Токът в широки граници е пропорционален на плътността на потока им. По-ради това брояч от CdS, батерия и микроамперметър са достатъчни за регистрирането на γ-лъчи. Промишлено се произвеждат подобни детектори, които при мощност на

дозата от γ-лъчение 0,01 Gy/min дават ток 0,2 μA при времеконстанта 5 ÷ 10 s. При по-големи времеконстанти този ток се увеличава до 50 μA.

В кристали от CdS могат да бъдат създадени подходящи условия за залавяне на дупките от уловки, при които са регистрирани импулси с големина няколко волта при поглъщане на α-частици. Амплитудната им разделителна способност и скоростта на броене са лоши, но те намират приложение при необходимост от система детектори за контролиране α-радиоактивността в много точки.

p-n преходи

Рязко ограничаване на тока през детектора без намаляване на подвижността на зарядите и оттам създаването на изключителни по своите качества детектори, се постига чрез използването на преход в полупроводников кристал между области с различен тип проводимост, пропускащ само носители на заряда от един тип.

Засега при изработването на полупроводникови детектори за йонизиращи лъчения най-широко се използват силицият и германият, и поради това ще се спрем на техните свойства, някои от които са приведени в табл. 7.1. В различни публикации се срещат и други стойности, обикновено близки до цитираните. Приведените емпирични зависимости също не са много точни.

Потенциални възможности (а и успешно приложение) имат и редица други полупроводникови материали.

Силицият има пореден номер 14 и плътност 2,33 g/cm^3, а германият – съответно 32 и 5,33 g/cm^3. Тези характеристики определят основно областта на приложението им – Si се използва предимно за регистрирането на β-частици (при които малкият Z е съществен за намаляване на обратното разсейване при проникване в детектора) и тежки заредени частици (протони, α-частици). По-високият пореден номер и по-голямата плътност предопределят Ge за регистриране на γ-кванти – по-голяма вероятност за взаимодействие на γ-квантите с веществото на детектора, и то особено чрез фотоефект.

Таблица 7.1. *Някои основни характеристики на чисти* Si *и* Ge

Параметър	Si	Ge
Атомен номер	14	32
Атомна маса	28,09	72,59
Брой атоми/cm^3	$4{,}96.10^{22}$	$4.41.10^{22}$
Плътност, (300 K), g/cm^3	2,33	5,33
Диелектрична константа ε	12	16
Ширина на забранената зона ε_g, eV при T = 300 K при T = 0 K при T, K	1,115 1,165 $1{,}205 - 2{,}8.10^{-4}$ T	0,665 0,746 $0{,}782 - 3{,}4.10^{-4}$ T
Средна енергия за образуване на двойка носители *W*, eV при T = 300 K при T = 80 K	 3,62 3,72	 2,94
Плътност на собствените носители n_i, cm^{-3} при T = 300 K при T, K	$1{,}5.10^{10}$ $2{,}8.10^{16}\ T^{3/2}$ exp{-6450/T}	$2{,}0.10^{13}$ $9{,}7.10^{15}\ T^{3/2}$ exp{-4350/T}
Подвижност на електроните μ^-. cm^2/(V.s) при T = 300 K при T = 77 K при T, K	$1{,}35.10^3$ $2{,}1.10^4$ $2{,}1.10^9 T^{-2,5}$	$3{,}9.10^3$ $3{,}6.10^4$ $4{,}9.10^7 T^{-1,66}$
Подвижност на дупките μ^+, cm^2/(V.s) при T = 300 K при T = 77 K при T, K	$4{,}8.10^2$ $1{,}1.10^4$ $2{,}3.10^9 T^{-2,7}$	$1{,}9.10^3$ $4{,}2.10^4$ $1{,}05.10^9 T^{-2,33}$
Скорост на носителите при насищане, cm/s при T = 300 K при T = 77 K	$8{,}2.10^6$ 10^7	$5{,}9.10^6$ $9{,}6.10^6$

Ширината на забранената зона е 1,1 eV в Si и 0,67 eV в Ge, откъдето следва, че плътността на собствените носители в силиция е значително по-малка, отколкото в германия, и че детекторите от Si, при жертване на част от разделителната им способност по енергия, могат да работят и при стайна температура. Средната енергия, необходима за образуването на една двойка носители е приблизително еднаква (съответно 3,7 eV в Si и 3,0 eV в Ge), приблизително еднакви са и подвижностите на електроните и дупките, което обуславя приблизително еднаквите електрични параметри на детекторите.

Изходен материал за производството на полупроводникови детектори е поликристален силиций или германий, който се подлага на няколкостепенно зонно пречистване. Процесът протича в кварцова ладия, покрита с пиролитен графит, която се движи бавно във високочестотни намотки. Чрез високочестотно нагряване се разтапя тясна зона. Концентрацията на примесите в течната фаза се увеличава за сметка на намаляването им в кристализиращата фаза. По този начин се достига около 100-кратното им намаляване.

Достатъчно пречистеният материал се разтопява в кристализатор също с помощта на високочестотно поле. Прецизно изрязано монокристалче, допряно до разтопената повърхност, служи за начален център на кристализация. То се върти бавно и се изтегля със строго контролируема скорост. Процесът протича във водородна атмосфера. Обикновено се изготвят монокристали с диаметър 6 ÷ 8 cm, осигуряващи на германиеви детектори относителна ефективност 30 ÷ 40 %.

От израсналия и охладен кристал се отрязва централната част и с помощта на ефекта на Хол се определя годността й за детектор. Използват се различни технологии за изработването на детектор от необходимия тип, конфигурация и качества.

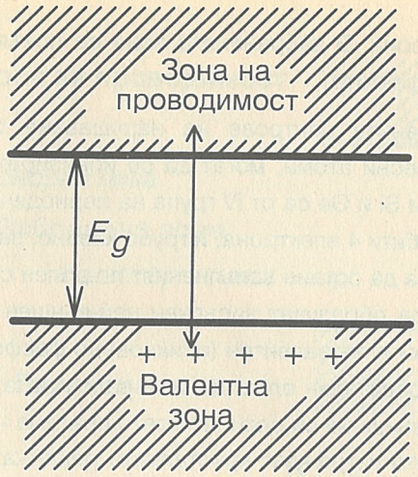
Правят се опити за изработване на детектори от някои други полупроводникови материали като HgI_2 и CdTe. По-големият им атомен номер *Z* ги прави по-перспективни за регистриране на гама-кванти. Но за сега малките размери на достъпните монокристали (диаметър до 10 mm и дебелина няколко mm) ограничават ефективността им.

В един монокристал подреждането на атомите и движението на електроните се подчинява на квантово-механичните закони. В единичен атом

електроните могат да заемат нива с определени дискретни стойности на енергията. В кристала, поради взаимодействието между съседните атоми, нивата се разцепват. Електроните, намиращи се на нива, близки до ядрото, така наречените **дълбоки нива**, практически не си взаимодействат с електроните от съседни атоми, както поради екраниращото действие на по-външните електрони, така и поради по-силните връзки със собственото ядро. Поради това разцепването на дълбоките нива е малко и те се групират в тесни зони. Напротив, външните електрони си взаимодействат силно и нивата им се разцепват силно. Те се групират в зони от разрешени стойности на енергията, ширината на които може да достига няколко електронволта. Електроните, които имат такива енергии, принадлежат на целия кристал, а не на отделен атом. Отделните зони с разрешени енергии са разделени със **забранени зони**, в които няма нива, ако кристалът е идеален.

При температурата на абсолютната нула, когато електроните заемат най-ниските свободни нива, в полупроводника има или напълно свободни, или напълно заети зони. Най-високата запълнена зона се нарича **валентна зона**, а най-ниската незапълнена – **зона на проводимостта**. Те са разделени от забранена зона с ширина E_g (фиг. 7.2). В това състояние полупроводникът се държи като изолатор. В запълнената зона всички разрешени енергетични състояния са заети и приложеното електрично поле не може да измени разпределението по скорости на електроните; т.е. електроните в тази зона не могат да пренасят заряд и да дават принос в електропроводимостта на кристала.

При повишаване на температурата електроните придобиват определена кинетична енергия на топлинни колебания и поради това част от тях могат да прескочат от валентната зона през забранената в зоната на проводимостта. През полупроводника вече може да протича ток, както поради движението на електроните в зоната на проводимостта, където има много свободни нива, така и във валентната зона, в която са освободени нива (**дупки**) от електроните, прескочили в зоната на проводимостта. Теоретично движението на електроните във валентната зона по-лесно се описва като движение на дупки под действието на електричното поле, като им се приписва положителен заряд, равен по абсолютна стойност на заряда на електрона и ефективна маса, близка до масата на свободния електрон.



Фиг. 7.2 *Схема на енергетичните зони в идеален полупроводник*

Вероятността за преминаване на електроните от валентната зона в зоната на проводимостта експоненциално намалява с увеличаването на ширината на забранената зона и с намаляването на температурата:

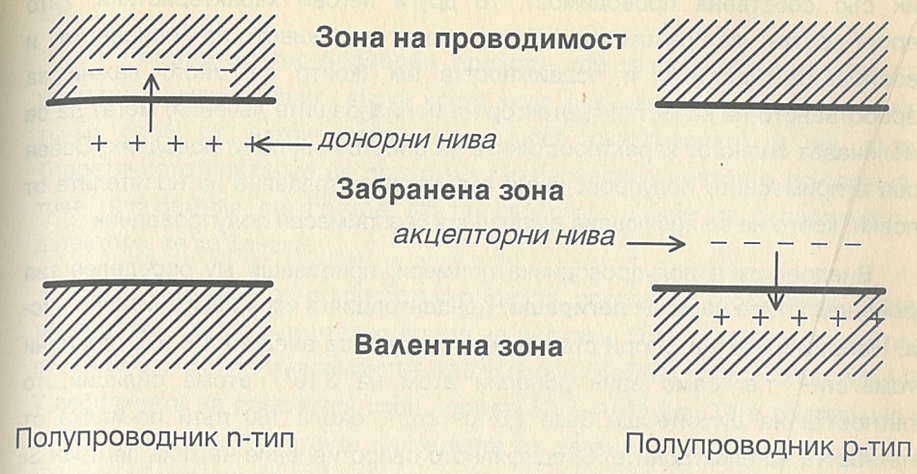
- при **изолаторите** забранената зона е твърде широка и поради това проводимостта им е малка дори при много високи температури;
- при **металите** забранената зона отсъства (най-високата зона е частично запълнена и може да се разглежда и като валентна зона, и като зона на проводимостта) и поради това проводимостта им е добра при всякакви температури.

Ако дупките във валентната зона и електроните в зоната на проводимостта са само в резултат на топлинни преходи през забранената зона, броят на свободните електрони и на дупките е еднакъв. Такива полупроводници се наричат **собствени** или **полупроводници със собствена проводимост**, или **полупроводници i-тип** (от англ. intrinsic – собствен). Само собствена проводимост имат идеалните кристали – без примеси и без дефекти (нарушаване на периодичността в разположението на атомите). В реалните кристали винаги има дефекти и примеси, последните обикновено са повече. Около местата на нарушаване на периодичността на решетката кулоновото поле се изкривява и вследствие на това се изменят

енергетичните зони. В забранената зона се появяват нива, дължащи се на примесите и дефектите.

Локализираните центрове на нарушаване структурата на кристала, например примесни атоми, могат да се йонизират. Най-често използваните полупроводници Si и Ge са от IV група на периодичната система. Те имат във външните си орбити 4 електрона, и грубо казано, за тях е почти все едно дали да ги отдадат, за да остане запълненият по-долен слой, или да приемат още 4 електрона, за да образуват запълнен най-външен слой от 8 електрона. Ако примесният атом е петвалентен (обикновено фосфор или арсен), той сравнително лесно отдава един електрон във валентната зона. Така той остава с 4 електрона във външния си слой, по което прилича на заобикалящите го атоми на Si и Ge, които изграждат кристалната решетка, но е **йонизиран** – около него има един некомпенсиран положителен заряд – дупка. Такива примеси се наричат **донорни центрове**, а свързаните с тях енергетични нива – **донорни нива**. Обратно, ако примесният атом е тривалентен (най-често бор или алуми-ний), той залавя един електрон от валентната зона – това са така наречените **акцепторни примеси**, които създават **акцепторни енергийни нива** в за-бранената зона, показани на фиг. 7.3. Донорните нива се намират по-високо в забранената зона, близо до зоната на проводимостта, в сравнение с акцеп-торните нива, които са по-ниско разположени, близо да валентната зона.

Енергията за йонизация на донорните и акцепторните примеси е много по-малка от ширината на забранената зона и те остават йонизирани дори при температура около 100 K. Поради това те създават проводимост, докато идеален силициев или германиев монокристал при такава температура би бил изолатор. Но трябва да се обърне внимание на съществената разлика между проводимостта, създавана от йонизацията на примесните атоми (както и от центрове, създадени от дефекти – например липсващи атоми в кристалната решетка), и от прехвърлянето на електрон от валентната зона в зоната на проводимостта. В първия случай във валентната зона при йонизация на акцепторно ниво или в зоната на проводимостта при йонизиране на донорно ниво възниква само един носител на заряд. Нито заловените от акцепторните нива електрони, нито донорните центрове могат да се преместват под действието на електрично поле. Във втория случай се образуват два свободни носителя на заряд – електрон и дупка.



Фиг. 7.3. *Енергийни зони в примесен полупроводник*

Полупроводници, в които електроните в зоната на проводимостта възникват главно в резултат на преходи от донорни нива, се наричат **електронни полупроводници** или **полупроводници n-тип**. Полупроводници, в които проводимостта се дължи главно на преходи на електрони от валентната зона към акцепторните нива, се наричат **дупчести полупроводници** или **полупроводници p-тип**.

Полупроводници, проводимостта на които се създава от носители, породени от йонизацията на примесни нива, се наричат **примесни**, за разлика от собствените полупроводници, проводимостта на които се дължи на преминаването на електрони от валентната зона в зоната на проводимостта. **Основни носители** в примесния полупроводник са тези, които са с по-голяма концентрация, а **неосновни** – тези с по-малка концентрация. На практика във всеки полупроводник има с различни концентрации и донорни, и акцепторни примеси, които частично се компенсират. Ако концентрацията на йонизираните донорни и акцепторни примеси е еднаква, полупроводникът се нарича **компенсиран**.

Важно е да се отбележи, че ако напълно компенсиран полупроводник не се различава съществено по специфичното си съпротивление от полупровод-

ник със собствена проводимост, то други негови характеристики, като вероят-ността за рекомбинация, времето на живот на основните и неосновните носители и подвижността им (които са много важни за изработването на качествен детектор на йонизиращите лъчения) могат да се различават силно от характеристиките на собствения полупроводник. Освен това в примесните полупроводници е възможно залавяне на носителите от уловки, което не се наблюдава в идеалния безпримесен полупроводник

Внедрените в полупроводника примеси, придаващи му определен тип проводимост, се наричат **легиращи**. Концентрацията им е изключително ниска. Например, ако в Si при стайна температура се внедрят $1{,}5.10^{11}$ донорни атома/cm^3, т.е. само един донорен атом на 3.10^{11} атома силиций, то плътността на дупките ще бъде $1{,}5.10^9$ cm^{-3}, около 100 пъти по-малка от плътността на електроните. Специфичното съпротивление на така легиран Si ще се определя практически само от електроните и ще бъде около 2 порядъка по-малко от собственото му специфично съпротивление. Това показва изключителното значение на чистотата при изготвянето на полупроводниковите материали.

За да се изработи полупроводников детектор е необходимо да се използват свойствата на прехода между полупроводници с различен тип проводимост или между полупроводник и метал. Тези преходи се създават по различни методи:

♦ **дифузия** – нанася се слой подходящ материал на едната повърхност на полупроводник от определен тип. Създават се условия за дифундиране на атомите на материала на известна дълбочина в полупроводника. Ако основният полупроводников материал е от *p*-тип, за дифузия се използват донорни атоми. От страната, където са нанесени, те превръщат полупроводника в *n*-тип, а някъде в дълбочината му се образува *n*-*p* преход. Обратно, при основен материал с *n*-тип проводимост, се извършва дифузия на акцепторни примеси. С подходяща технология на *n*- и *p*-страната се нанасят омови контакти, с които детекторът се включва в електричната верига;

♦ **йонна имплантация** – необходимите легиращи примеси се внедряват в полупроводника, като се използва бомбардирането му със сноп ускорени йони от подходящ елемент. Те проникват на определена дълбочина

в основния полупроводников материал и променят типа на проводимостта му;

♦ **повърхностно-бариерен преход** – той се създава на повърхността на *n*-тип полупроводник, върху която чрез вакуумно изпарение се нанася тънък слой от някои метали, или чрез окисляването й на въздух. Теоретичното описание на повърхностно-бариерния преход е по-сложно от това на обемния *n*-*p* преход, но по свойства, важни за създаването на детектори, те са близки.

За създаването на достатъчно дебел преход е необходима висока температура и продължително време на дифузия. При типични стойности на специфичното съпротивление $10^2 \div 10^4$ Ω.cm и обратно напрежение 200 ÷ 300 V дебелината на обеднения слой достига 500 ÷ 1000 μm. Тя е достатъчна за пълно поглъщане енергията на парчета от делене, β-частици с енергия до 500 keV, α-частици от естествени нуклиди и протони, ускорени до не много високи енергии.

Тъй като ширината на обеднената зона е малка, капацитетът на повърхностно-бариерните детектори е голям, поради което разделителната им способност по енергия не е много добра. При площ на детектора 1 cm^2 и дебелина на прехода d = 200 μm капацитетът на детектора е 55 pF и шумовете ограничават разделителната способност до около 7 keV.

Характерно свойство на така получените преходи е, че основният материал е слабо легиран, докато от страната на внедряване на примесите се получава силно легиран материал. Прието е той да се означава с "$^+$" : например n^+-*p* преход (основен, слаболегиран дупчест полупроводник, на едната повърхност на който е нанесен с голяма концентрация донорен легиращ материал). В някои случаи този тип преходи се наричат **асиметрични**. Концентрацията на примесите също има важно значение за качествата на полупроводниковия детектор.

В *n*-областта на полупроводника основни носители са електроните, а в *p*-областта – дупките. Поради различната им концентрация носителите дифундират, като се стремят да намалят разликата в концентрациите. Обаче йонизираните атоми на донорите и акцепторите са здраво свързани в решетката и не могат да се движат. Електроните от *n*-областта изтичат към *p*-областта и на тяхно място близо до *n*-*p* прехода остават само положителните йони на донорните нива. Дупките, преместващи се от *p*-областта,

оставят в нея отрицателно заредените акцептори. Така се създава обемен заряд, съответно електрично поле и потенциал, които пречат на по-нататъшното протичане на електричен ток през полупроводника.

Този обемен заряд създава потенциал, достигащ няколко десети от волта, но не надвишава потенциала на забранената зона. Той съществува без да е приложено външно електрично поле, препятства по-нататъшното протичане на ток през детектора и създава тясна (< 1 μm) обеднена зона. При попадането си в нея йонизиращата частица създава двойки носители на заряда, които под действието на електричното поле се движат от мястото на прехода към съответните електроди. Ефективността на подобен детектор, поради малката дебелина на чувствителния обем, е малка, а и отношението сигнал/шум е лошо, поради големия капацитет на детектора.

Прилагането на външно електрично поле в обратна посока (плюс към *n*-контакта) увеличава вътрешното поле и ширината на обеднената зона, с което се подобряват всички характеристики на детектора – бързодействие, ефективност и разделителна способност по енергии. При това, обаче, трябва да се държи сметка, че при интензитет на полето $E = (2 \div 5).10^6$ V/m е възможно възникването на вторична йонизация и пробиване на детектора. При тънки планарни детектори с дебелина под 0,1 mm (която е типична за някои полупроводникови детектори) този интензитет се достига при работно напрежение около 100 V! При такива интензитети дрейфовата скорост, равна на произведението $E.\mu$ (μ е подвижността) достига 10^7 cm/s, т.е. става сравнима с топлинната скорост на електроните в решетката и престава да зависи от интензитета на електричното поле. Този ефект трябва да се отчита при пресмятането на времето за събиране на зарядите.

Без да навлизаме в подробности, ще отбележим, че "токът на тъмно" (когато детекторът не е облъчен) вече не зависи от концентрацията на основните носители на заряда, както е в хомогенния полупроводников детектор, а само от концентрацията на неосновните. Тя, обаче, лесно може да бъде намалена с няколко порядъка и поради това използването на *p-n* прехода позволява токът през полупроводниковия материал значително да се ограничи, дори ако последният не е с особено високо съпротивление.

p-i-n преход

За достигането на по-широка обеднена зона като контакти се използват високолегирани полупроводници, а основният материал между тях е слабо легиран. Този тип преходи обикновено е известен като *p-i-n*, но е по-точно да се означава, ако основният материал на детектора е с дупчеста проводимост, като n^+-*p*-p^+ преход. Слаболегираният материал трябва да бъде с възможно по-голямо съпротивление. За постигането на това се използват два подхода:

♦ *компенсиране на полупроводник p-тип* (легиран с бор) чрез дифузия в обема му на литий. За целта на една от повърхностите му се нанася слой литий и с помощта на управляема дифузия се компенсират борните йони. Специфичното съпротивление на компенсираната област се приближава до съпротивлението на собствената проводимост. Дебелината на компенсирания слой достига 5 ÷ 10 mm. Това са така наречените Si(Li) или Ge(Li) детектори с много добри параметри.

За съжаление, литиевите йони в германия са много подвижни при стайна температура и поради това се налага този тип детектори не само да се използват, но и да се съхраняват непрекъснато при температурата на течен азот. Дори при кратковременно стопляне до стайна температура, литиевите йони, под действието на напрежението, възникващо на *p-n* прехода, дифундират извън работния обем и детекторът се повреждва. В силиция литият е по-слабо подвижен и Si(Li) детектори могат да се съхраняват и използват и при стайна температура.

♦ *използване на свръхчист изходен материал*. В последните години усъвършенстваната технология позволява да се получават германиеви монокристали, в които примесите са под 10^{10} атома/cm^3 (за Ge(Li) детектори се използва материал с 10^{14} примесни атома/cm^3 – сравни с Табл. 7.1 броя на германиевите атоми в 1 cm^3). Това позволи създаването на голямообемни, високоефективни детектори за γ-кванти, като в краищата на слаболегирания, почти със собствена проводимост материал, се създават p^+ и n^+ контакти от силнолегирани области. Този тип детектори напълно изместиха Ge(Li) детектори, тъй като се нуждаят от течен азот само при използването им, а могат да се съхраняват продължително при стайна температура.

Някои основни зависимости

Някои характеристики на чистите, безпримесни Si и Ge са показани в табл. 7.1. От тях с помощта на прости съотношения могат да бъдат оценени някои основни параметри на полупроводниковите детектори.

Попаднала в детектора частица, отдала му енергия E = 1 MeV, ще създаде, съгласно (7.2), n = 2,7.10^5 двойки носители, ако детекторът е силициев, и 3,3.10^5 – ако е германиев. Съответно зарядът, който може да бъде събран на електродите на детектора, ще бъде $Q = n \,.\, e$, съответно 0,043 pC и 0,053 pC (пикокулона).

В процеса на създаване на тези носители могат да бъдат обособени три етапа:

1. При преминаването на директно йонизираща частица (ако попадналата в детектора частица е електрически неутрална и не може непосредствено да йонизира, тя трябва първо в резултат на взаимодействие с атомните електрони или ядра, да породи йонизираща частица) възникват бързи, или δ-електрони. Последните, чрез ударна йонизация, избиват електрони от различни енергетични зони, включително и от най-дълбоките. Този процес продължава докато енергията на електроните достигне до около 1,5 пъти ширината на забранената зона E_g . Като резултат в обикновено незаети зони се появяват електрони, а в обикновено запълнените – дупки. Това са така наречените **неравновесни** носители на заряда, за разлика от носителите, съществуващи в полупроводника в динамично равновесие – **равновесни носители**.

Този процес е с продължителност около 10^{-12} s, време, сравнимо с времето на забавяне на първичната заредена частица.

2. За време също около 10^{-12} s електроните, в резултат на различни взаимодействия с решетката, заемат най-ниските възможни нива в зоната на проводимостта, а дупките – най-горните нива във валентната зона – състоянието с минимална енергия. С други думи, неравновесните носители, образувани от йонизиращата частица, се *термализират*. Разпределението

им по скорости става Болцманово (за дадената температура) и те стават неразличими по енергия от равновесните.

Поради известни загуби на енергия, които не водят до йонизация, както и поради факта, че всеки електрон остава с някаква енергия над топлинната, но която не е достатъчна, за да предизвика следващо йонизиране, енергията W, изразходвана за създаване на една двойка носители, е около 3 пъти по-голяма от ширината на забранената зона E_g. Експериментално е установено, че W = const в широк диапазон енергии и вид на йонизиращите частици.

Съществува достатъчно нисък праг E_b

$$E_b = M\,\mathrm{E}_g / m \,, \tag{7.6}$$

(M и m са масите съответно на частицата и електрона), при която частицата не може да създава електрони и дупки, а основни взаимодействия стават Ръдърфордово и еластично разсейване. Този праг е съществен само при регистрирането на най-тежките частици. Например, при регистрирането на парчета от делене $E_b \cong$ 20 keV, което вече е сравнимо с разделителната способност на полупроводниковите детектори.

3. Термализираните носители могат да рекомбинират, като броят им N намалява по експоненциален закон

$$N = N_0 \exp\{-t/\tau_r\} \,, \tag{7.7}$$

където N_0 е броят на неравновесните носители, възникнали в момента t, а τ_r е средното време на живот до рекомбинацията.

Този закон следва от Поасоновото разпределение (ф-ла (3.26)), тъй като t/τ_r е средният брой рекомбинации за единица време,а (7.7) изразява вероятността за тази единица време да не се наблюдава нито една рекомбинация. Тази формула описва така наречената **линейна** или **мономолекулярна** рекомбинация. За нея е характерно, че изменението на концентрацията на носителите с времето е пропорционално на концентрацията им $\mathrm{d}n/\mathrm{d}t = -\alpha n$. Линейната рекомбинация се наблюдава, когато носителите на заряда (например двойката електрон-дупка) не се раздалечават много и двата носителя остават в сферата на взаимодействие (което се наблюдава в полупроводниковите детектори), или когато броят на носителите от един знак е значително по-голям от броя на носителите от другия знак. Тези условия се различават

от условията, които възникват при йонизация в газ, когато носителите на заряда след термализацията се оказват извън сферата на взаимодействие помежду си и поради това вероятността за рекомбинация е пропорционална на произведението на концентрациите на носителите с противоположен знак – **квадратична** рекомбинация.

Характерно е, че в полупроводниците рекомбинацията става не направо между електроните и дупките, а чрез особени **центрове на рекомбинация**. Времето на живот на носителите τ_r зависи от енергийното разположение на уловките в забранената зона, което от своя страна зависи от технологията на изработване на кристала и от температурата. За висококачествени германиеви кристали се достига $\tau_r \cong (50 \div 200)$ μs, а теоретичната му стойност се оценява на около 1 ms. Очевидно, за да се изработи качествен детектор, времето за събиране на зарядите трябва да бъде много по-малко от τ_r.

Максималното време за събиране на зарядите може да се оцени като

$$t = d / w, \tag{7.8}$$

където d е дебелината на чувствителната зона, а w – по-малката от дрейфовите скорости на електроните и на дупките (вж. ф-ла (7.5)). При постоянен интензитет, което е важно условие за създаването на качествени детектори, $E = U / d$, откъдето (7.8) добива вида

$$t = d^2 / \mu U. \tag{7.9}$$

Не трябва да се забравя ограничението на максималното напрежение, приложено към детектора, за избягване на вторична йонизация и пробив (вж. по-горе), както и зависимостта на d от U.

ОСНОВНИ ТИПОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВИ ДЕТЕКТОРИ

За удовлетворяване на разнообразните изисквания на експериментаторите са създадени много типове детектори. С развитието на технологията на

производството им и на микроелектрониката се появяват непрекъснато нови системи и експериментаторът трябва да прави труден избор:

- да поръча тясно-специализиран детектор, отговарящ най-добре на изискванията на конкретен експеримент, или
- да избере по-универсален детектор, който може да се използва за различни изследвания, без да може в нито едно от тях да постигне високите параметри и удобството на специализирания детектор.

Полупроводниковите детектори се различават по материала, от който са произведени, по технологията, по размерите и предназначението си. Водещите фирми-производители са на практически еднакво технологично ниво и поради това произвежданите от тях детектори от определен тип имат практически еднакви типични характеристики, въпреки силно различните им означения. Тук ще се опитаме да направим кратък обзор на различните детекторни системи с техните характерни предимства и недостатъци и типичните им параметри към настоящия момент. Но за конкретен избор трябва да се използва фирмената литература.

Историческото развитие на типовете полупроводникови детектори се илюстрира от следната рекламна справка на една от водещите фирми в тази област EG&G ORTEC:

Si повърхностно бариерни детектори	1961
Ge(Li) дрейфови детектори	1965
Si(Li) дрейфови детектори	1968
Ge(Li) нискоенергетични планарни детектори	1973
In-house Ge(Li) материал	1973
HPGe нискоенергетични планарни детектори с входен йонно-имплантиран контакт	1975
HPGe коаксиални детектори	1976
In-house HPGe материал	1977
N-тип Ge-детектори (с обратен електрод)	1978
HPGe кладенчови детектори	1979
Обединен детектор-предусилвател (Streamline cryostat на EG&G Ortec; Slimline на CANBERRA)	1979
Преносими HPGe детектори	1979

Duet BGO-HPGe and "Golf-Club" detectors	1983
Електрично охлаждани HPGe детектори	1985
Нискоенергетични коаксиални детектори	1985
HPGe *p*-тип детектор с ефективност 70 %	1986
HPGe *n*-тип детектор с ефективност 70 %	1987
Pop-Top сменяеми детектори	1987
HPGe *p*-тип детектор с ефективност 80 %	1987
HPGe *p*-тип детектор с ефективност над 100 %	1988

Детектори на заредени частици

С малки изключения, за регистриране на заредените частици се използват силициеви детектори, произведени по три различни технологии:

1. Повърхностно-бариерни детектори върху *n*- или *p*-тип силиций;

2. Повърхностно-бариерни детектори върху компенсиран с литий силиций - Si(Li);

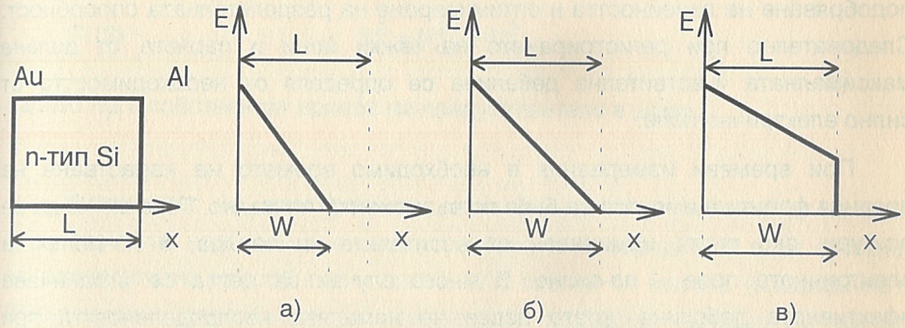
3. Йонно-имплантирани детектори с пасивиращ SiO_2 слой.

С прилагането на обратно напрежение върху детектора, в обема му се създава обеднена, свободна от носители на зарядите, зона с дебелина *W*, която зависи от проводимостта на материала, от който е произведен детекторът, и от приложеното напрежение. На фиг. 7.4 е показан схематично ППД от n-тип Si с дебелина L и изменението на електричното поле в обедната зона.

Параметри на полупроводниковите детектори за заредени частици

Много параметри влияят върху качествата на силициевите детектори и пригодността им за един или друг вид измервания.

Площ. Чувствителната площ е един от най-важните параметри на детектора, тъй като тя определя до голяма степен едновременно и чувствителността, и разделителната способност по енергии. Когато се измерва нискоинтензивно лъчение или се изисква прецизно преброяване на частиците (в рамките на ограниченията на скоростта на броене на системата), за предпочитане са детекторите с по-голяма площ. Но шумовете, дължащи се на капацитета и на инжектирането на носители, са правопропорционални на площта и по-малките детектори дават много по-добра разделителна способност по енергии. Изборът на оптимален размер на детектора е компромис между чувствителността и разделителната способност, както и някои други условия, като цена, геометрия на опитната постановка и т.н.



Фиг. 7.4 *Разпределение на електричното поле в ППД*
а) *частично обедняване*; б) *пълно обедняване, при което целият обем на детектора е чувствителен за регистриране на частиците*;
в) *свръхобедняване, при което приложеното напрежение е по-голямо от минималното необходимо за пълно обедняване на работния обем.*

Ако се измерва източник или сноп заредени частици с малки размери, използването на детектор с по-голяма площ не само няма да подобри чувствителността, но и ще я влоши поради увеличаването на фона.

Чувствителна (ефективна) дебелина. За да получим енергийния спектър на падащите частици, необходимо е детекторът да има достатъчна чувствителна дебелина, за да спре частиците и да погълне цялата им енергия. Когато ефективната дебелина се увеличава, капацитетът на детектора намалява, което води до намаляване на шумовете на предусилвателя и оттам – до подобряване на разделителната способност. От друга страна, за увеличаване на ефективната дебелина се налага да се повишава захранващото напрежение, което увеличава приноса на токовете на утечка в шума. Минимален шум на системата се получава при съгласуване на капацитета на детектора с подходящ предусилвател.

При спектрометрия на тежки заредени частици е необходимо силно електрично поле, за да се осигури ефективно събиране на зарядите и оттам – подобряване на линейността и оптимизиране на разделителната способност. Следователно при регистрирането на тежки йони и парчета от делене максималната чувствителна дебелина се определя от необходимостта от силно електрично поле.

При времеви измервания е необходимо времето на нарастване на предния фронт на импулса да бъде по възможност по-малко. Това може да се осигури, ако пътят, изминаван от носителите на заряда, е по-малък, а електричното поле – по-силно. В много случаи за целта се ограничава ефективната дебелина, което освен че намалява неопределеността при определяне на момента на появяване на импулса, но също така намалява и броя на нежеланите фонови импулси.

Капацитет. Главното влияние на капацитета на детектора е увеличаване на шумовете на предусилвателя и влошаване на времето на нарастване на импулса. За приложения, които изискват нисък общ шум, е необходимо капацитетът да се намали чрез намаляване на активната площ и/или чрез оптимизиране на чувствителната дебелина.

Когато е необходима много голяма ефективна площ на детектора, целесъобразно се оказва включването успоредно няколко детектора с по-малка площ към входа на един и същ предусилвател. Индивидуалните приноси на всеки детектор в шума се сумират квадратично

$$N_{d,t}^2 = N_{d,1}^2 + N_{d,2}^2 + \ldots + N_{d,i}^2 , \qquad (7.10)$$

където $N_{d,t}$ е общия принос на всички детектори в шума (пълният шум на системата минус собствения шум на предусилвателя), а $N_{d,i}$ е приносът на i-ия детектор.

Капацитетите на детекторите $C_{d,i}$ се сумират линейно

$$C_t = C_{d,1} + C_{d,2} + \ldots + C_{d,i} + C_s = C_s + \sum C_{d,i} , \qquad (7.11)$$

където C_t е общият капацитет, а C_S – паразитният монтажен капацитет, включващ капацитетите на кабелите, връзките и т.н. Този общ капацитет води до по-голям принос $N_{d,t}$ (спрямо оценения по ф-ла (7.10)) в общия шум N_t, разширяващ линиите

$$N_t^2 = N_{d,t}^2 + N_A^2 , \qquad (7.12)$$

където N_A е собственият принос на предусилвателя в шума.

Интензитет на електричното поле. Минималният интензитет на електричното поле, необходим за пълното събиране на зарядите (т.е. за оптимална разделителна способност и линейност) зависи от масата (специфичната йонизационна способност) на измерваните заредени частици. По-тежките (по-силно йонизиращи) частици изискват по-силно електрично поле. При измерването на α- и по-леки частици това минимално необходимо поле се определя от достигането на енергийната разделителна способност, указана в паспорта на детектора. При измерване на тежки йони (парчета от делене) и при използването на много тънки напълно обеднени детектори разделителната способност не може да бъде измерена лесно. Затова минималният необходим интензитет на полето се подбира в конкретното измерване. При измервания, изискващи много добра времева разделителна способност, средният интензитет на полето трябва да бъде колкото е възможно по-голям, но осигуряващ оптимален шум и чувствителна дебелина.

В стремежа да се използва максимално интензивно електрично поле има опасност да се надхвърли границата на пробив и детекторът да се повреди. Поради това трябва **стриктно да се спазват** препоръчваните в паспорта работни условия (най-често напрежение, интензитет на полето, температура, тип предусилвател и/или др.), които осигуряват оптималното и продължително използване на детектора и достигане на гарантираните параметри (чувствителна дебелина, шум, разделителна способност).

Ток на утечка. Това е токът, който протича през детектора поради приложеното обратно напрежение за създаване на обеднена зона. Големият ток на утечка увеличава шума на детектора и пада на напрежение върху съпротивлението R_d (вж. фиг. 9.5а) към захранващото напрежение (обикновено 10 ÷ 100 MΩ). Фирмите-производители подбират детекторите с допустим ток на утечка и вписват измерената за всеки детектор стойност в паспорта му. Тя може да се използва при възникването на проблеми с детектора за оценка на пада на напрежението върху R_d

Шум на детектора. В апаратурния спектър шумът на детектора и предусилвателя се проявяват като:

- голям брой импулси (самостоятелно регистрирани шумови импулси) в началото на спектъра. Виждат се явно и смущават експериментатора, но лесно се отстраняват чрез дискриминатор и не създават особени проблеми, освен че ограничават регистрирането на частици с малка енергия;
- разширяване на спектралната линия на моноенергетични частици. Не се виждат явно, но поради случайното им сумиране с полезния импулс променят амплитудата му.

Обикновено шумът се оценява като пълната ширина на линията на половин височина (FWHM). Детекторът и предусилвателят са отделни и независими източници на шум и поради това общият шум на системата е квадратична сума от шумовете им. Най-често в паспорта се вписва този общ шум, измерен със стандартна за всяка фирма апаратура при 21 ± 1 °C.

Енергийна разделителна способност. Апаратурната ширина на спектралната линия на моноенергетично лъчение определя долната граница на енергийната разделителна способност FWHM за всяка конкретна комбинация от детектор и предусилвател. Върху разделителната способност влияят и други фактори, като статистическите ефекти, непълното събиране на зарядите, нееднаквата загуба на енергия в мъртвия слой на детектора и/или във входното прозорче и в източника, които имат различна тежест при различните частици.

При β-частиците FWHM се определя главно от електронните шумове и е от няколкостотин eV до няколко keV. За α-частици най-добрата разделителна способност (при пренебрежим принос на електронните шумове) може да бъде под 10 keV. За много тежки йони като ^{127}I типичната разделителна способност за неканалирани частици е около 1 MeV. (При движението на заредени частици в монокристал могат да се проявят ефекти, дължащи са на взаимното разположение на пътя на частицата и кристалните плоскости – т.н. *каналиране*).

Време на нарастване на импулса. То е сложна функция, зависеща от масата, енергията, пробега и ориентацията на йонизиращата частица; параметрите на детектора (ефективна дебелина, интензитет на електричното поле, проводимостта на материала му и чувствителната му площ) и от характеристиките на свързаната с него електроника.

Времето на нарастване на импулсите от полупроводниковите детектори за заредени частици е от 1 ns до десетки ns. В много измервания са необходими както разделително време в наносекундния и субнаносекундния диапазон, така и добра разделителна способност по енергии. В този случай се налага да се прави компромис с параметрите на детектора и да се използват два електронни канала за обработване на импулсите: *времеви* (*бърз*), в който се цели максимално запазване на точността на появяване на импулса, и *енергиен* (*спектрометричен*), чрез който се определя енергията, оставена от частицата.

Нееднаквост на ефективната дебелина. Нееднаквостта на чувствителната дебелина на детектори, които не поглъщат цялата енергия на частицата, има важно значение. Например α-частици с енергия 10 MeV попадат върху

Si-детектор с дебелина 50 μm. При преминаването си през него те губят около 5,9 MeV. Специфичната загуба на енергия на излизащите от детектора частици е около 160 keV/μm. Това значи, че ако ефективната дебелина на детектора се мени по площта му само с 1 μm, то разликата в измерената енергия ще бъде около 160 keV, което е много пъти по-голяма от разделителната способност на полупроводников детектор, поглъщащ цялата енергия на подобни частици – обикновено 10 ÷ 15 keV. Фирмите-производители обръщат сериозно внимание на този тип детектори, като използват специални механични и електромеханични процеси на полиране за осигуряване на бездефектни оптично плоски и успоредни повърхнини.

Каналиране и ориентиране на кристала. Каналирането на йоните между кристалните плоскости може да предизвика значителни разлики между специфичните загуби на енергия dE/dx и общия пробег на каналираните и неканалираните йони. За много тежки йони този ефект може забележимо да наруши енергийната линейност и разделителната способност. За намаляване на вредните последствия от каналирането пластинките се изрязват под подходящ ъгъл спрямо кристалната решетка. За повече подробности е необходима консултация с избраната фирма-производител, още повече, че някои фирми предлагат възможност на потребителя да избира нужната му за специфични измервания ориентация на кристала.

Радиационни повреди. Кристалите, от които се изработват полупроводникови детектори, са изключително чисти и с минимални дефекти на кристалната решетка. Това ги прави изключително чувствителни към радиационни дефекти, предизвиквани от заредени частици. Тези дефекти променят електричното поле на кристала също така ефективно, както и примесите.

Постоянните радиационни дефекти в силиция се дължат главно на изменения на кристалната решетка. Падащото с достатъчна енергия лъчение може да избие силициев атом от неговото равновесно положение във възел на решетката. Избитият атом застава между плоскостите на кристала. Необходимата за това енергия зависи от вида на лъчението. Двойката ваканция-атом в междувъзлието, така наречения *Френкелов дефект*, действа като уловка на носителите на заряда. Друг механизъм за възникване на дефекти са ядрени превръщания под действието на неутронно бомбардиране, водещ до създаване на различни типове уловки и центрове на рекомбинация. Те променят шума на детектора, времето на живот на носителите, чувствителната

дебелина на детектора и тока на утечка, като обикновено характеристиките на детектора се влошават.

Нарастването на тока на утечка увеличава шума и пада на напрежението върху товарното съпротивление. Последното налага да се коригира захранващото напрежение.

Увеличаването на уловките на носителите и на детекторния шум влошава енергийната разделителна способност. То се проявява както в разширяване на линията на моноенергийни частици, така и в появяването на сателитни линии вляво (към по-ниските енергии) от основния пик. Последното е по-ясно изразено при облъчване с неутрони и тежки заредени частици или парчета от делене. Бомбардирането с електрони увеличава тока на утечка, оттам се увеличава шумът на детектора и се влошава разделителната способност.

При дадена доза, погълната в детектора, основните фактори, които определят степента на радиационните повреди, са:

- *видът на лъчението* – леките частици създават по-малко повреди от тежките;
- *интензитетът на електричното поле* в детектора – по-високите стойности на електричното поле намаляват радиационните повреди за дадена доза.

В табл. 7.2 са показани допустимият брой частици/cm^2, предизвикващи пренебрежимо малки радиационни повреди.

Таблица 7.2 *Допустим брой частици/cm^2 при облъчване на полупроводников детектор*

Тип детектор	Електрони	Бързи неутрони	Протони	α-частици	Парчета от делене
Повърхностно-бариерни с дифузен преход	10^{13}	10^{12}	10^{10}	10^{9}	10^{8}
Si(Li)	10^{12}	10^{11}	10^{8}÷10^{9}		

Проблемът за радиационните дефекти не е особено съществен при спектрометрирането на леки заредени частици, излъчвани от радиоактивни нуклиди, тъй като статистически достоверни спектри се получават при

сравнително малък брой регистрирани импулси. Измерването на неутронни спектри чрез използването на продукти на ядрени реакции е свързано със значителен брой неутрони, които предизвикват радиационни повреди в силиция. Това поставя строги ограничения за икономисване на ресурса на детекторите. Още по-строги са ограниченията при регистрирането на парчета от делене, тъй като, от една страна, те предизвикват значителни радиационни повреди, а от друга – обикновено е необходим много голям брой събития за получаването на добра статистика във всяка точка на спектъра.

Важно е да се отбележи, че радиационните повреди настъпват и когато детекторът не е под напрежение и не работи, за разлика от Гайгер-Мюлеровите броячи, чийто ресурс се изразходва само при регистриране на импулси. (Разлагането на газа-гасител, което определя ресурса на детектора, става само при възникването на разряд в брояча; той не се разлага при първичната йонизация). Поради това полупроводниковите детектори *трябва да се изваждат* от зоната на облъчване винаги, когато не се използват.

Специални типове детектори допускат нагряване до 200 °C, при което те частично се "отвръщат" и възстановяват началните си качества.

Работна температура. Емпирично правило е, че токът на утечка на детекторите на заредени частици се увеличава около 3 пъти при повишаване на работната им температура с 10 °C. Горната граница на работната температура се определя или от допустимото увеличаване на шума, което е около 1,7 keV на всеки 10 °C, или от пробив в детектора, който обикновено настъпва между 45 °C и 55 °C. Специални типове детектори могат да работят до 60 °C. Високотемпературният пробив е необратим и не се признава от гаранционните задължения на фирмите.

Допълнителен ефект от работната температура е изменението на дебелината на обеднения (чувствителния) слой вследствие нарастване тока на утечка, поради което се увеличава падът на напрежението върху товарното съпротивление. Това в крайна сметка намалява напрежението върху самия детектор, а оттам – ефективната му дебелина. Когато се налага работа при повишени температури трябва да се използват напълно обеднени детектори с достатъчно свръхнапрежение, за да се компенсира падът върху товарното

съпротивление. Допълнително стойността на товарното съпротивление може да бъде намалена до 1 ÷ 3 MΩ.

Понижаването на работната температура намалява шумовете на детектора както поради намаляването на инжектираните носители, така и поради намаляването на тока на утечка. При достатъчно ниски температури шумът на детектора се определя само от капацитета му.

Долната граница на работната температура се определя главно от коефициентите на линейно разширяване на материалите, използвани при изработването на детектора. Те са близки за силициевия монокристал и за материала на капсулата. Опасността идва от епоксидната смола, която се използва за изолиране на електродите и околната повърхност на монокристала. Нейният коефициент на температурно разширяване е силно различен. Охлаждането на такъв детектор може да доведе до напукването й, рязко увеличаване на шумовете и дори до прекъсване на електричните връзки.

За нискотемпературни измервания трябва да се поръчват специални детектори, изработени със студоустойчива епоксидна смола или детектори, в които не се използва епоксидна смола.

Друг ефект от намаляването на работната температура е свързан с температурното изменение на средната енергия за образуване на двойка електрон-дупка в силиция (3,62 eV при 300 K; 3,72 eV при 80 K – вж. табл.7.1). Това води до изменение на апаратурното място на линията. Например α-линията на ^{214}Am с енергия 5,477 MeV изменя мястото си с около 150 keV в този температурен интервал.

Детекторите от свръхчист германий за регистриране на заредени частици и Si(Li) детектори за електронна спектроскопия трябва да се използват при температурата на течния азот. Те могат да се затоплят неограничен брой пъти (съгласно рекламата на фирмите) до стайна температура, но се препоръчва Si(Li) детекторите да не се съхраняват продължително време при стайна температура. Във всеки случай, за да се избягнат честите термични напрежения както в самия кристал, така и в останалата система, а също така и процесите на реконденсиране на остатъчните газове във вакуумната топлоизолация, целесъобразно е охлаждането и стоплянето на детекторите да се извършва по-рядко.

Ударо- и виброустойчивост. Повечето полупроводникови детектори са достатъчно устойчиви на механични удари и вибрации. За специални цели, като измервания в авиацията или в космоса се използва и специален монтаж, намаляващ механичното въздействие върху самия детектор. Във всеки случай лабораторните системи трябва да се пазят от удари и вибрации.

Особен проблем създава **микрофонията**. Някои от свързващите проводници във вакуумната камера са свободни и могат леко да вибрират. Това променя монтажния капацитет, откъдето могат да се появят електрични смущения. Засега най-добрият начин да се провери наличието на микрофония е да се включи осцилоскоп на изхода на основния усилвател и да се наблюдават шумовете на детектора. Обръща се внимание на електрични смущения при леко почукване на криостата.

Светочувствителност. Видимата светлина увеличава тока през детектора и шума му. Поради това повечето детектори трябва да се използват в светозащитни кожуси. Някои типове детектори, за които се привеждат подробности в каталозите, могат да работят при стайно осветление, а други могат да бъдат произведени в светонечувствителен вариант при специална заявка.

Ефективност. Абсолютната ефективност e_a се определя като броят на регистрираните импулси, разделен на броя на частиците, излъчени от източника. Тя е произведение на *геометричната ефективност* e_g (частта излъчени частици, които попадат върху детектора) и **собствената ефективност** e_i (броят на полезните регистрирани импулси, разделени на броя на интересуващите ни частици, попаднали върху детектора):

(7.13) $$e_a = e_g \cdot e_i .$$

Ако трябва да бъде измерена енергията на заредена частица, ефективната дебелина трябва да бъде по-голяма от пробега на частицата; в този случай $e_i = 1$ (100 %).

Ако се работи в броячен режим, когато не се интересуваме от енергията на частицата, e_i е частта от падащите частици, които оставят в детектора енергия, надвишаваща долния праг на дискриминиране, определян от шума. Когато загубата на енергия в чувствителния обем е много по-голяма от нивото

на шума, силициевите детектори на заредени частици имат почти 100 % собствена ефективност. В някои случаи обаче се налага ефективната дебелина да бъде минимална; тогава по конкретни формули или графики (номограми) се оценява дали загубите на енергия на частицата ще са достатъчни за сработване на дискриминатора.

Както беше отбелязвано няколко пъти, съществуват различни определения на понятия като *ефективност* и *чувствителност*. Тук и по-нататък в тази глава терминът абсолютна ефективност (Absolute Efficiency) е в смисъла, използван във фирмената литература на EG&G ORTEC. Поради това, когато условията на експеримента изискват точно определена ефективност или чувствителност, предварително много внимателно изяснете, какво точно се разбира под тези понятия във фирмата, която сте избрали за доставчик.

Също така внимателно изучете условията, при които фирмата измерва и гарантира както тези, така и други важни параметри, като разделителна способност (по енергия и по време), шум, фон и т.н., както и условията за рекламация.

Видове полупроводникови детектори за заредени частици

Повърхностно-бариерни детектори. Те са най-подходящи за спектрометрия на заредени частици. Обикновено се изработват от подходящо изрязана пластина (за намаляване на ефектите от каналирането) от монокристал от свръхчист силиций. Силицият се предпочита поради по-малкия атомен номер в сравнение с германия, което намалява вероятността за обратно разсейване, особено на електроните. При необходимост от по-голяма способност за спиране на частици с по-голяма енергия се използват и легиран с Li силиций (осигурява по-широка обеднена зона) или германий (по-голяма плътност). Друго предимство на силиция е по-широката му забранена зона, поради което силициевите детектори могат да работят и при стайна температура.

Повърхностно-бариерният преход се създава на входната повърхност чрез вакуумно изпарен слой злато с дебелина около 40 $\mu g/cm^2$. На изходната повърхност се създава омов контакт от вакуумно изпарен алуминий с приблизително същата дебелина. В някои случаи за защита на входното прозорче се

използва допълнителен слой Al с дебелина също около 40 μg/cm^2. Въпреки това входните им прозорчета лесно се повреждат дори при пипане с пръсти и не могат да се почистват от замърсяване с мазнини, маслени пари от дифузионни помпи или при радиоактивно замърсяване.

Повърхностно-бариерните детектори се характеризират с много добра дълговременна стабилност, сравнително тънък мъртъв слой и изходен импулс, пропорционален на оставената в детектора енергия, независещ от вида и енергията на частиците. Обикновено се използват в температурния интервал –30 ÷ +25 °C, а някои типове работят при азотна температура. Най-често се изработват с площ 25 ÷ 450 mm^2, дебелина 100 ÷ 500 μm и разделителна способност 13 ÷ 25 keV за α-частици и 4 ÷ 20 keV за β-частици.

Пасивирани имплантирани планарни Si-детектори (Passivated Implanted Planar Silicon Detectors – PIPS). Това е сравнително нова технология за производство на детектори, които постепенно изместват повърхностно-бариерните и дифузните детектори поради предимствата си:

1. Всички контактни краища са открити – не е необходимо капсулиране с епоксидна смола;
2. Йонно-имплантираните контакти и съответно мъртвият слой (входното прозорче) са с точна форма, тънки (под 50 nm, докато при повърхностно-бариерните те са 80 ÷ 200 nm) с рязка граница, осигуряваща добра разделителна способност за α-частици;
3. Входното прозорче е стабилно, пасивирано с тънък слой SiO_2. То може лесно и надеждно да се почиства, например с памуче, натопено в метанол;
4. Токът на утечка е 10 ÷ 100 пъти по-малък, отколкото на повърхностно-бариерните детектори. Това позволява специални PIPS детектори да се използват за регистриране на рентгеново лъчение при стайна температура;
5. Стандартните PIPS детектори могат да се нагряват до 100 °C, а специални модели да работят при температури до 60 °C и да издържат нагряване до 200 °C.

PIPS детекторите са удобни за измерване на слаби α-радиоактивни проби. Поради тънкия входен прозорец те допускат α-източникът да се разполага непосредствено до детектора. При други типове детектори такова близко разполагане води до разширяване на α-линиите (попадащите под различни ъгли α-частици губят различна енергия в мъртвия слой).

За изработването на PIPS детектори се използва литографска техника, която позволява да се създават детектори с най-различна форма и различен брой на една пластина, включително и позиционно чувствителни с разделителна способност 0,1 ÷ 0,5 mm. Стандартно PIPS детекторите се произвеждат с площ 25 ÷ 600 mm^2 , разделителна способност 11 ÷ 25 keV за α-частици и 4 ÷ 20 keV за β-частици при ефективна дебелина 100 ÷ 500 μm.

Съвременната хибридна технология позволява да се монтира в корпус с диаметър 40 ÷ 45 mm и дебелина 13 mm, подобно на интегрална схема, ударо-устойчив PIPS детектор за α-частици заедно с необходимата за работата му електроника: предусилвател, формиращ усилвател и едноканален анализатор. Стандартната площ на детектора е 150, 300 и 400 mm^2, а по специална заявка – до 900 mm^2. Конструктивно са изведени линеен изход (след усилвателя) и изход след едноканалния анализатор (горният и долният праг се задават с външни напрежения). Компактното устройство позволява да се произвеждат надеждни и евтини прибори за масов контрол на α-замърсяване на въздух, повърхности, радиационна защита, индивидуални монитори с алармен сигнал, за учебни и изследователски цели.

Многослойни детектори (Stacked Detectors). За някои приложения, например:

- за определяне масата на частицата по специфичната й йонизационна способност d*E*/d*x*;
- за определяне на посоката, от която идва частицата (телескопна система);
- когато енергията й е голяма и не може да бъде спряна в един детектор,

се изготвят многослойни детектори. Два или повече детектора се монтират един зад друг в общ корпус, така че общата им дебелина да бъде достатъчна за пълното поглъщане на енергията. Сумата от изходните импулси от всички

детектори ще бъде пропорционална на енергията на частицата, докато импулсите от отделните детектори носят информация за частта енергия, оставена във всеки от тях. При анализа на резултатите трябва да се отчитат входните и изходните мъртви слоеве, чиято дебелина е приблизително равна на дебелината на електродите.

Детектори за фотони

Голямата проникваща способност на електромагнитното лъчение (рентгеново и гама) налага използването на детектори с по-голям чувствителен обем, изработени от по-плътен материал и с по-голям пореден номер Z. Поради това полупроводниковите детектори за гама-лъчение се изработват предимно като коаксиални германиеви детектори, които осигуряват по-висока ефективност, особено във фотопика при регистрирането на твърдо рентгеново и γ-лъчение в сравнение със силициеви детектори със същите размери. За нискоенергетично Ro- и γ-лъчение се използват и планарни HPGe (свръхчист германий) и Si(Li) детектори.

Основните конфигурации на германиевите детектори са показани схематично на фиг. 7.5. По-рано, за постигане на голям, обеднен на собствени носители на заряда, работен обем се използваше германий, компенсиран с литиеви йони. Такива детектори се означават като Ge(Li)-детектори. В последните години усъвършенстването на технологията позволи да се изработват германиеви монокристали с примеси под 10^{10} атома/cm^3. От тях се изработват *детектори от свръхчист германий* (High Purity Ge – HPGe) детектори, които напълно изместиха Ge(Li) детектори, тъй като могат да се съхраняват при стайна температура.

На фиг. 7.6 е показан енергийния диапазон, в който са приложими различните типове детектори. Използвани са означенията на фирмата EG&G ORTEC, а в скоби – аналозите им, произвеждани от фирмата CANBERRA:

GEM (Coaxial) – типичен Ge коаксиален детектор;

GWL (Well) – Ge коаксиален детектор с кладенец;

GMX (REGe) – Ge коаксиален детектор с обратна полярност;

LO-AX – специализиран Ge коаксиален детектор с обратна полярност;

GLP – Ge планарен детектор;

SLP – Si планарен детектор;

(LEGe) – Ge планарен детектор с голяма площ;

(XtRa) – Ge коаксиален детектор с тънко входно прозорче;

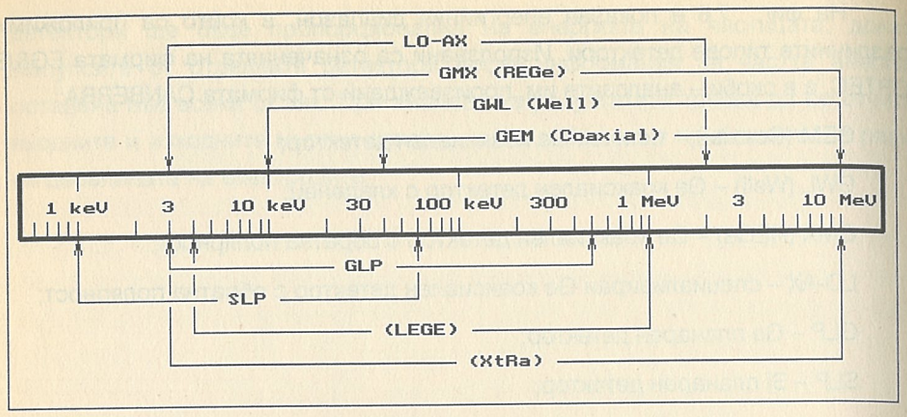
Активен обем

Дифузен контакт (N^+)

Пасивна повърхност

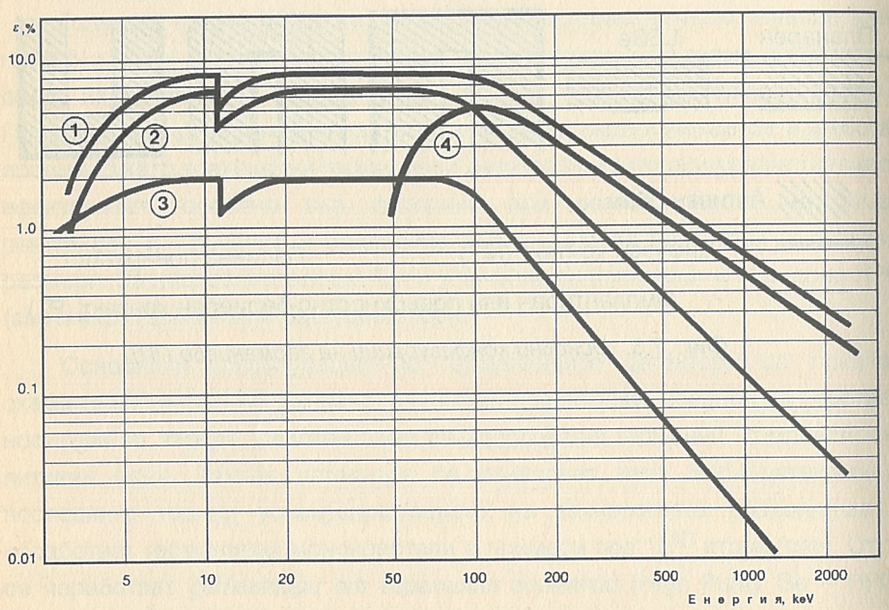
Имплантиран или повърхностно-бариерен контакт (P^+)

Фиг. 7.5. *Основни конфигурации на германиеви ППД*



Фиг. 7.6. *Енергиен диапазон на регистрираните Ro- и γ-кванти от различни типове ППД*

Енергийната зависимост на ефективността на някои типове детектори е показана на фиг. 7.7.



Фиг. 7.7. Енергийна зависимост на ефективността на някои типове Ge-ППД за Ro- и/или γ-кванти

1 – REGe или XtRa с 15 % относителна ефективност; 2 – LEGe с площ 10 cm^2 и дебелина 15 mm; 3 – планарен детектор с площ 200 mm^2 и дебелина 10 mm; 4 – коаксиален Ge детектор с 10 % относителна ефективност.

Параметри на полупроводниковите детектори за фотони

Относителна ефективност (*Relative Efficiency*). Ефективността (по-точно чувствителността) на един полупроводников детектор за фотонно лъчение е важен параметър, който основно определя както цената на детектора, а така и пригодността му за по-кратко време да се получи зададена статистическа неопределеност при конкретно измерване. Очевидно ефективността на детектора зависи силно от енергията на лъчението.

Общоприето е полупроводниковите детектори за фотони да се характеризират с *относителната* си ефективност. Стандартно тя се определя като отношението между площта на линията на пълно поглъщане на енергията (фотопика) с енергия 1332 keV на ^{60}Co, и същата площ, измерена със сцинтилационен детектор с кристал NaI(Tl) с размери 3 x 3 инча (прибл. 76 x 76 mm), когато един и същ източник се намира на разстояние 25 cm от челото на детекторите. Абсолютната ефективност на стандартния 3 x 3 инча NaI(Tl) детектор при разстояние 25 cm се приема за $1{,}2.10^{-3}$.

Съществува проста приблизителна връзка

$$\text{Отн. ефективност} = \frac{\text{обем}}{4{,}3} \qquad (7.14)$$

между относителната ефективност (изразена в %) и обема на коаксиален детектор, изразен в cm^3. Тъй като плътността на Ge е 5,33 g/cm^3, то за всеки процент ефективност са необходими около 23 g Ge.

Отношение 22 keV/88 keV *(22-keV Peak/88-keV Peak)*. Това е отношението между площите на линиите на пълно поглъщане на енергията на нуклида ^{109}Cd: рентгеновата линия с енергия около 22 keV и γ-линията му с енергия 88 keV. То се измерва лесно и добре характеризира спадането на ефективността на полупроводниковите детектори в нискоенергетичния диапазон, дължащо се на поглъщането във входното прозорче (определящо се както от дебелината на външния електрод на самия детектор, така и на

капсулата, която осигурява херметизирането му). Теоретично това отношение е около 21:1. За типичните нискоенергийни германиеви полупроводникови детектори в капсула с входно прозорче от берилий с дебелина 0,5 mm то е около 17:1, докато за обикновените коаксиални детектори то е около 1:100.

Разделителна способност по енергии *(Energy resolution).* Обикновено тя се характеризира с пълната ширина на половин височина (*FWHM*) на ли-ията на пълно поглъщане на енергията от монохроматични γ-кванти. За енер-гийния диапазон до 1,5 MeV може да се използва следната апроксимация

(7.15) $$FWHM = (N^2 + 2\,E)^{1/2},$$

където N е ширината на линията на шумовете, а E – енергията на интересуващата ни линия, като всички величини са изразени в eV. В диапазона 1,5 ÷ 10 MeV разделителната способност е около 0,08 ÷ 0,1 % от енергията на интересуващата ни линия. Тя зависи от качеството на използвания Ge-кристал и от технологията на изработване на детектора.

Но енергийната разделителна способност на полупроводниковите детектори зависи и от условията на експлоатация. Например, тя зависи от работната температура на детектора в резултат на два ефекта:

♦ в повечето HPGe-детектори започва забележимо нарастване на тока на утечка при температури над 110 ÷ 120 K, който рязко влошава разделителната им способност. Поради това работните криостати се конструират така, че да осигуряват температура на детекторния кристал между 85 K и 100 K;

♦ ширината на забранената зона ε (вж. табл. 7.1) зависи от температурата. Това води до изменение на енергията, необходима за раждането на една двойка електрон-дупка (0,0253 % на градус Келвин). В резултат се наблюдава температурна зависимост на мястото на линията, което се проявява като разширяването ѝ.

При температури под 40 K може да се наблюдава влошаване на енергетичната разделителна способност поради ефекти на залавяне.

Форма на линията на пълно поглъщане (*Peak Shape*). В идеалния детектор линията на пълно поглъщане трябва да има гаусова форма, тъй като тя е резултат на много случайни независими процеси (вж. т. 3).

Разширяването на основата на линията налага да се увеличи броят на каналите, по които се определя фонът – увеличава се минималната детектируема активност (вж. т. 11). Отклоненията на апаратурната линия от гаусовото разпределение влошават рязко точността при определяне на площта ѝ с помощта на редица програми. Проблемът се изостря при две близки линии, особено когато лявата от тях (с по-ниска енергия) е и с по-малка площ. Това се дължи на появяването на "опашка" главно в нискоенергийната част на линията на пълно поглъщане (вж. т. 10). Освен това съществува опасност компютърна програма, която извършва разлагане на линиите да приеме единична линия като съставена от две различни линии със съответните грешни заключения.

За характеризиране на отклоненията на линията от идеалната Гаусова крива обикновено се използват *пълната ширина на 1/10 от височината* (FWTM – Full Width at a Tenth of Maximum, означава се и като FW.1M) и *пълната ширина на 1/50 от височината* (FWFM – Full Width at a Fiftieth of Maximum или FW.02M). За идеалното гаусово разпределение FWTM/FWHM = 1,823; FWFM/FWHM = 2,376.

Отношение пик към Комптън (*Peak-to-Compton Ratio*). По-ниското Комптъново плато от една по-високоенергетична линия позволява върху него да се откриват по-слаби по-нискоенергетични линии (или по-точно да се определят параметрите на силни линии). Качествата на детектора добре се характеризират с отношението пик/Комптън, което е частното от височината на линията 1332 keV на ^{60}Co и средната стойност на Комптъновото плато между 1040 и 1096 keV (фиг. 7.8).

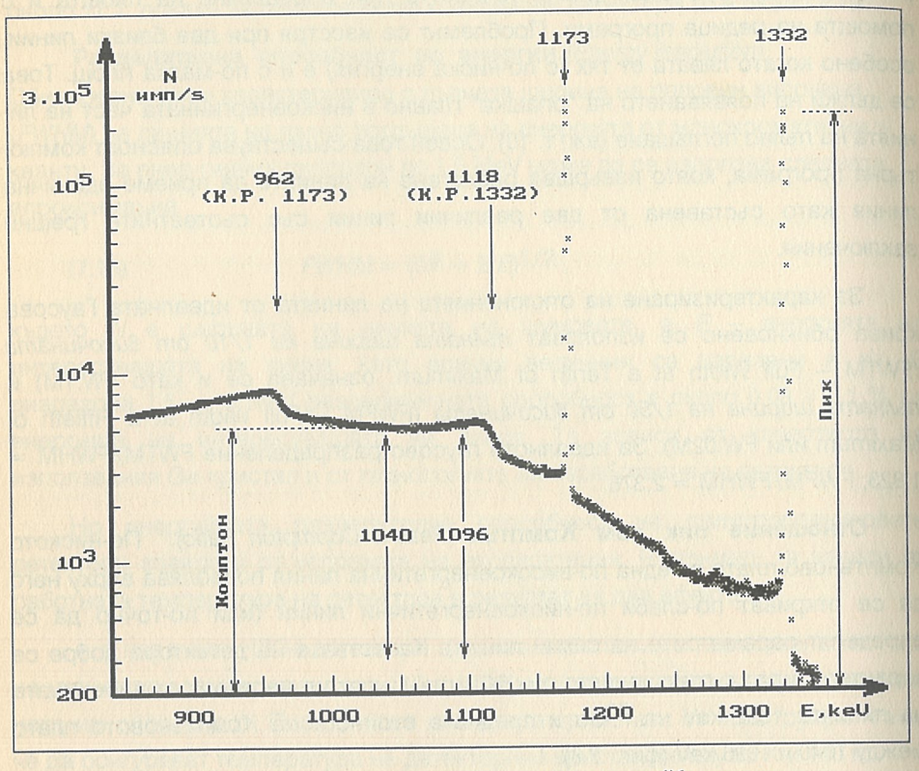
То се подобрява с:

✓ увеличаване на обема (ефективността) на детектора, тъй като се увеличава вероятността за регистриране на Комптъново разсеяния γ-квант и вместо в областта на Комптъновото плато, той се регистрира в линията на пълно поглъщане;

✓ намаляване на ширината на линията, което повишава височината ѝ (при равни площи).

Времева разделителна способност (*Timing performance*). Това е минималното време между два γ-кванта, при което детекторът е способен да ги регистрира като два отделни импулса. Обикновено то не се привежда в

стандартните паспорти на детекторите, но може да бъде специално поискано от някои фирми.



фиг. 7.8. *Определяне на отношението пик/Комптън*

Собствен фон на детектора. Той се отделя трудно от експериментално измервания фон, който зависи както от собствения фон на детектора, така и от качествата на защитата. Собственият фон на детектора зависи от радиационната чистота на материалите, от които е изработен както самият детектор, така и херметизиращата го капсула, дюаровият съд и предусилвателят, които се намират близо до детектора. Обикновено фирмите предлагат и детектори в специално, нискофоново изпълнение.

В табл. 7.3 са събрани типичните параметри на най-често използваните полупроводникови детектори за фотони (Ro и γ-лъчение).

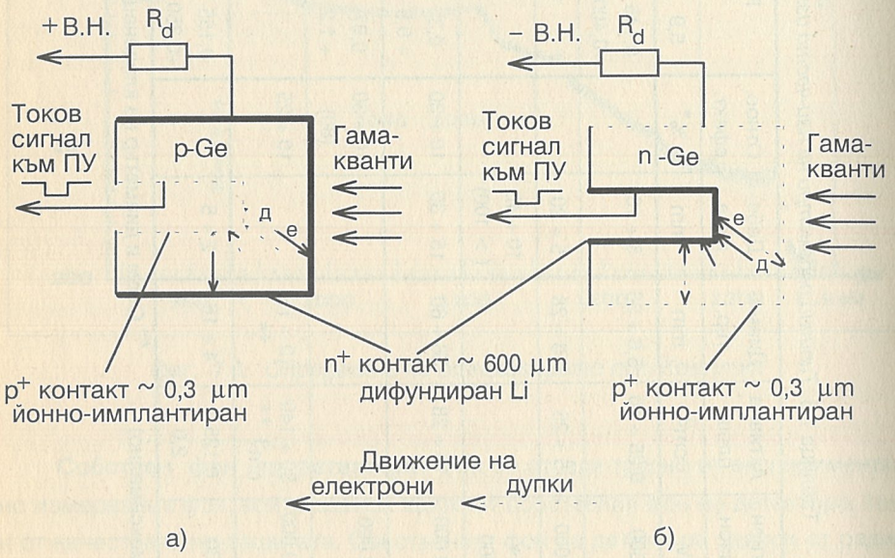
Таблица 7.3. *Типични параметри на най-често използваните ППД за фотони*

Тип детектор	Енергиен диапазон,	Активна площ,	Диаметър,	Дебелина,	Относ. ефект.	Разрешение FWHM,keV при енергии, keV				Пик/Комптън	Отношение
	keV	cm2	mm	mm	%*	5,9	22	88	122	1332	1332 keV	22/88 keV
Планарен Ge	3 ÷ 500	0,25 ÷ 10	5,6 ÷ 36	5 ÷ 13		0,145 ÷0,400			0,50 ÷0,72			
LEGe	5 ÷ 1000	5 ÷ 25	13 ÷ 28	5 ÷ 20								
Коаксиален детектор	40 ÷ 10 000			10 ÷ 40 (> 100)					0,9 ÷ 1,2	1,8 ÷ 2,2	34 ÷ 82	
REGe	5 ÷ 10 000	10 ÷ 28	36 ÷ 60	15 ÷ 30	10 ÷ 30	0,3 ÷ 0,5			0,6 ÷ 1,1	1,8 ÷ 2,1	34 ÷ 56	17:1
XtRa	3 ÷ 10 000				10 ÷ 30 (80)	0,67 ÷ 1,2	0,7 ÷ 1,0	0,8 ÷ 1,1		1,8 ÷ 2,4	36 ÷ 63	17:1
Кладенчов детектор	10 ÷ 10 000	80 ÷ 140 cm3 **	10 ÷ 15 **		10 ÷ 25				1,1 ÷ 1,4	2,0 ÷ 2,3		
Si(Li)	1 ÷ 30	0,125 ÷ 2,0	4 ÷ 16	2 ÷ 5		0,155 ÷0,250						

* Стандартно (максимално) ** Обем и диаметър на кладенеца

Видове полупроводникови детектори за фотони

Коаксиални детектори (*Coaxial Detectors*). Това са типичните германиеви детектори за γ-лъчение, известни в англоезичната литература като PureGe, HPGe, IntrinsicGe, HyperpureGe. Те се изработват от цилиндричен германиев монокристал с p-тип проводимост (фиг. 7.9). Използва се Ge с около 10^{10} примесни атома/cm^3. По външната повърхност на кристала се нанася n^+-електрод чрез дифузия на Li с дебелина 0,5 ÷ 0,7 mm. Вторият p^+-електрод се оформя в централен коаксиален отвор в кристала като повърхностно-бариерен преход чрез вакуумно изпаряване на Au с дебелина около 40 μg/cm^2 или чрез йонно-имплантиран бор.



Фиг. 7.9. *Конструкция на коаксиални германиеви детектори:*
а) обикновен коаксиален детектор;
б) коаксиален детектор с обратна полярност

Прилагането на подходящо напрежение на тези електроди създава електрично поле и практически целият обем на кристала се освобождава от носителите на заряд (електрони и дупки). Попадналият електромагнитен квант след фотоефект, Комптънов ефект или раждането на двойка електрон-позитрон създава носители на заряда. Електричното поле събира тези носители на електродите, върху които се появява електричен импулс.

В някои случаи централният електрод се изработва проходен (преминава през цялата дължина на детектора). В този случай се постига по-хомогенно поле в детектора (то има само радиална компонента). В резултат се подобрява разделителната способност на детектора и по енергии, и по време, но се появява силна нехомогенност на чувствителността по челото му.

Ефективността (като функция на енергията на регистрираното лъчение) на коаксиален детектор е показана на фиг. 7.7, графика 4. Ограничението й при ниски енергии се дължи на значителното поглъщане на нискоенергийните фотони във външния, сравнително дебел, електрод. Към високите енергии ефективността спада поради намаляването на сечението за фотоефект и Комптъново разсейване с увеличаването на енергията. В този диапазон увеличаването на сечението за раждане на двойка електрон-позитрон с увеличаване на енергията не е достатъчно, за да компенсира намаляването на първите два ефекта. Поради значителния чувствителен обем на коаксиалните полупроводникови детектори, високата плътност и сравнително високия атомен номер на Ge, спадането на ефективността е относително бавно.

Като правило, коаксиалните полупроводникови детектори са използваеми в енергийния диапазон 50 keV ÷ 10 MeV. Енергийната им разделителна способност (FWHM) обикновено е малко над 1 keV в нискоенергийната област (за проверка се използва линията 122 keV на ^{57}Co) и достига около 2 keV при линията 1332 keV на ^{60}Co. Отношението пик/Комптън е между 30 и 60 при относителна ефективност 10 ÷ 40 %.

Германиеви детектори с разширен обхват (XtRa, Extended Range). Подобно на обикновените коаксиални детектори се използва германиев монокристал с p-тип проводимост, но благодарение на специална технология на челната му повърхност се изработва изключително тънък

контакт, през който могат да преминават γ-кванти с енергии над 5 keV. Този тип детектори се монтират в криостати с тънко Be входно прозорче.

Отношението 22 keV/88 keV е по-добро от 17:1. Останалите им параметри са подобни на обикновените коаксиални детектори при умерено увеличена цена.

Германиеви коаксиални детектори с обратна полярност (Reverse Electrode Coaxial Ge Detectors). Конструкцията на тези детектори (фиг. 7.9) е подобна на обикновените коаксиални детектори със съществената разлика, че използваният германиев монокристал е с n-тип проводимост. Това позволява тънкият p^+ -контакт да се изнесе от външната страна на монокристала, а дебелият n^+-електрод от дифундирал Li да стане вътрешен. Така се постига разширяване на чувствителността на детектора към мекото фотонно лъчение.

Друга положителна характеристика на детекторите с обратна полярност е по-голямата им устойчивост към радиационните повреди. Последните се дължат главно на неутроните и заредените частици, които създават в германия уловки за дупките. За разлика от обикновените коаксиални детектори, в детекторите с обратна полярност дупките се събират на външния електрод. Около външния електрод за дадена дебелина ΔR се намира по-голяма част от активния обем на детектора, в сравнение със същата дебелина около централния електрод (обемът е пропорционален на R^2). Поради това дупките трябва да преминат средно по-малко разстояние докато достигнат събиращия ги външен електрод. Освен това, тъй като се използва n-тип монокристал, проводимостта в него (а оттам и получаването на импулса) се определя главно от движението на електроните. Поведението на дупките има спомагателно значение и залавянето на част от тях в уловките не е съществено.

Някои характеристики на произвежданите от фирмата EG&G Ortec (с означение GMX) и на CANBERRA (GR) детектори с обратна полярност са показани в табл. 7.4. Основен недостатък на тези детектори е значително по-високата им цена в сравнение с обикновените коаксиални детектори.

Таблица 7.4 *Сравнение на характеристиките на някои детектори с обратна полярност*

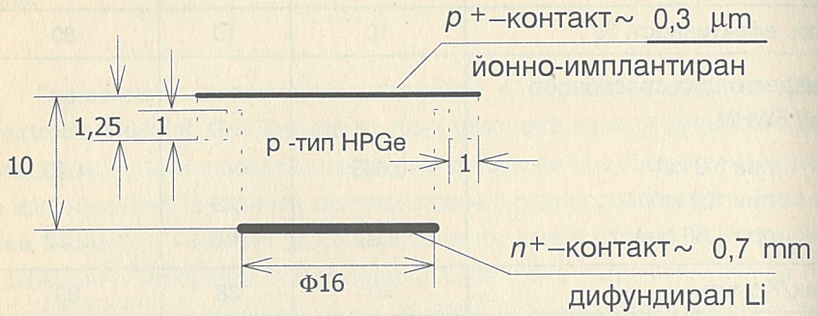
	GMX-1018-P	GR-1018	GMX-80230-P
Номинална активна площ, cm^2	60		200
Отн. ефективност, %	10	10	80
Разделителна способност, keV·FWHM			
при 5,9 keV	0,665		1,20
при 122 keV		0,9	
при 1,33 MeV	1,80	1,8	2,30
Пик/Комптън	40	38	63
22 keV/88 keV	17	17	17
FWTM/FWHM	1,90	1,9	2,00
FWFM/FWHM	2,65		3,00

Планарни HPGe детектори (Planar HPGe Detectors) Това са първите фотонни детектори с проста планарна структура. Те са предназначени за регистриране на нискоенергетично фотонно лъчение в интервала 3 ÷ 400 keV с много добра разделителна способност.

Изработват се от кръгли пластини свръхчист германий с *p*-тип проводимост с диаметър от 6 до 36 mm и дебелина около 10 mm (фиг. 7.10). Чрез подходящи *p*- и *n*- контакти се подава обратно напрежение и целият обем между тях става чувствителен. Входната страна е с тънък (дебелина около 0,3 μm) повърхностно-бариерен или йонноимплантиран p^+ контакт, а изходната – с по-дебел (около 0,7 mm) Li-дифузен n^+ електрод. За намаляване на токовете на утечка по околната повърхност между двата контакта се издълбава канавка.

Детекторите се монтират в криостати с берилиево входно прозорче за намаляване на поглъщането на мекото Ro- и γ-лъчение. Използват се за регистриране на фотони с енергия от 3 keV до няколкостотин keV. Ефективността на детекторите в зависимост от енергията е показана на фиг.

7.7 (графика 3). В нискоенергийната област тя зависи главно от дебелината на входното берилиево прозорче на криостата, което е от 2 до 10 mil (0,05 ÷ 0,25 mm), а във високоенергийната – от дебелината на детектора (5 ÷ 15 mm).



фиг. 7.10. *Конструкция на планарен HPGe детектор*

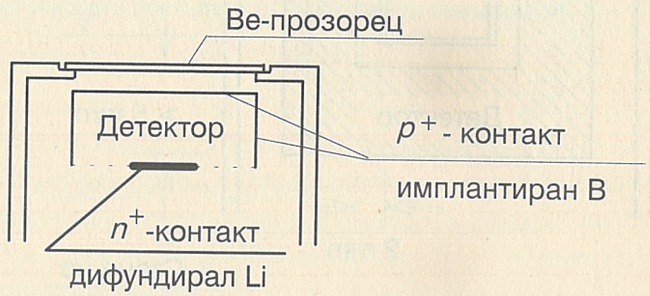
В табл. 7.5 са посочени някои типични характеристики на планарните детектори на фирмата EG&G ORTEC (GLP) и на CANBERRA (PPP).

Таблица 7.5 *Някои типични характеристики на планарни детектори*

	GLP 06165/05-P	GLP36360/13-P	PPP255
Диаметър, mm	6	36	5,6
Активна площ, mm^2	28	1000	25
Дебелина, mm	5	13	5
Разделителна способност FWHM, eV			
при 5,9 keV	165	360	145
при 122 keV	480	585	500

Трябва обаче да се отбележи, че разделителната способност на тези детектори зависи силно от качествата на предусилвателя и особено от компромиса, който се прави за осигуряване на висока скорост на броене.

Голямоплощни HPGe-детектори за ниски енергии. Това са детектори с обратна полярност, като тънкият p^+ йонноимплантиран контакт от бор обхваща челната и околната повърхност на цилиндричната пластина, от която са изработени. n^+ -контактът от дифундирал Li покрива малка част от задната повърхност на пластината или е нанесен в глух осев канал (фиг. 7.11). Малката повърхност на втория електрод намалява собствения капацитет на детектора, с което се подобрява разделителната му способност. Поради малкия си активен обем тези детектори се отличават и с нисък фон. Разработени са главно за измерване in vivo на съдържанието на актиниди в човешкото тяло по L-рентгеновите им линии в диапазона 13 ÷ 17 keV.

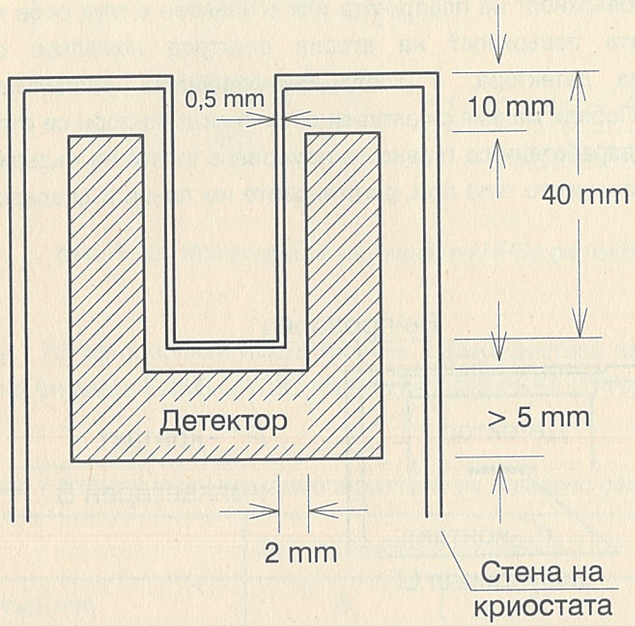


Фиг. 7.11. *Конструкция на голямоплощни HPGe-детекторизаниски енергии*

Кладенчови детектори (Well Detectors). Това са HPGe-детектори с из-дълбан по оста им кладенец (фиг. 7.12), на стените на който е нанесен йонно-имплантиран електрод с минимален мъртъв слой (0,3 μm). Херметизиращата капсула на детектора, изработена от Al, има подобен кладенец с диаметър 10 ÷ 15 mm и дълбочина 40 mm. Дебелината на стената й е 0,5 mm. Това осигурява широк енергиен диапазон за измерване на

фотонното лъчение – от 10 keV до 10 MeV. Сложната форма на кристала води до силно нехомогенно поле, в резултат на което разделителната им способност е малко по-лоша (2,0 ÷ 2,3 keV на линията 1332 keV на ^{60}Co) в сравнение с обикновените коаксиални детектори.

Кладенчовите детектори са предназначени за измерване на малки по обем слабоактивни проби, тъй като осигуряват максимална ефективност благодарение на пространствения ъгъл, близък до 4 π.



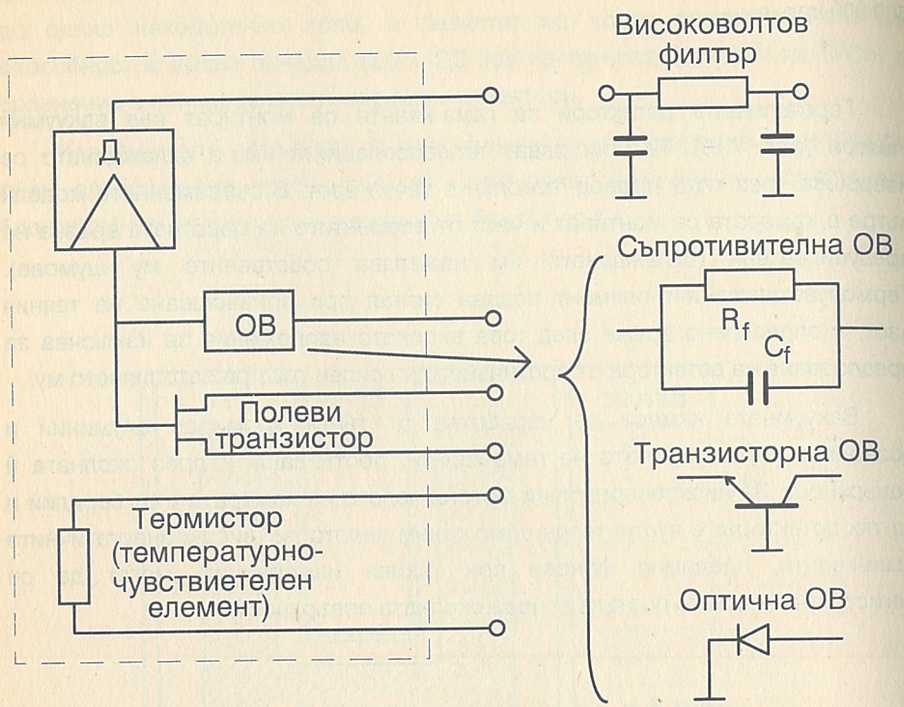
Фиг. 7.12. *Конструкция на кладенчов Ge-ППД*

Si(Li) планарни детектори за меко Ro-лъчение. Предназначени са за работа в ниско-енергийния диапазон от 1 до 30 keV с изключително добра разделителна способност (160 ÷ 250 eV на линията 5,9 keV). Изработват се от компенсиран с литий силициев монокристал с много тънко входно прозорче. При използването на специално подбрано съпротивление на обратната

връзка в предусилвателя може да се достигне скорост на броене до около 500 000 imp/s.

Германиевите детектори за гама-кванти се монтират във вакуумни камери (фиг. 7.13). Те осигуряват топлоизолацията им, а охлаждането се извършва чрез хладопровод, потопен в течен азот. В съвременните модели вътре в камерата се монтират и част от елементите на обратната връзка на предусилвателя (охлаждането им намалява собствените му шумове). Термочувствителният елемент подава сигнал при привършване на течния азот, а определено време след това високото напрежение се изключва за предпазване на детектора от протичането на силен ток при затоплянето му.

Вакуумната камера се изработва от тънък хромиран алуминий и позволява регистрирането на гама-кванти, постъпващи и през околната й повърхност. За нискоенергетични фотони челото на камерата е от берилий и за тях детекторът е чуствителен само откъм челото си (високоенергетичните гама-кванти, предимно фонови при такива измервания, могат да се регистрират и когато постъпват през околната повърхност).



Фиг. 7.13. *Разположение на основните елементи във вакуумния охлаждаем обем на ППД.*

8. СЦИНТИЛАЦИОННИ ДЕТЕКТОРИ

Първото използване на сцинтилационните процеси в ядрената физика датира от началото на нашия век за визуално детектиране на α-частици. Светлинните импулси, създавани от α-частиците върху екран, покрит със цинков сулфид, са били наблюдавани през микроскоп с неголямо увеличение и броени от експериментатора. По съвременните ни представи такъв метод е архаичен и уморителен, но с негова помощ са натрупани много съществени данни в ядрената физика в продължение на десетки години. Така например Ръдърфорд и сътрудниците му са преброили около 5 000 000 светвания за да установят законите за разсейване на α-частиците. Това е довело до създаването на първия съвременен модел на атома с масивно централно ядро. Със създаването на йонизационните камери, пропорционалните и Гайгер-Мюлеровите броячи използването на сцинтилационните детектори намалява до 1947-48 г, когато са конструирани първите фотоелектронни умножители. Електронните схеми позволяват да се регистрират автоматично светванията в сцинтилаторите. От този момент започва бързото развитие на сцинтилационната техника и сред съвременните методи на експерименталната физика това направление открива големи възможности.

Съвременният сцинтилационен детектор се състои от сцинтилатор (твърд, течен или газообразен), в който възниква светлинен импулс, възбуждан от йонизиращото лъчение. Сцинтилаторът е свързан оптично с фотоелектронния умножител, който преобразува светлинния импулс в електричен. Големината на този импулс е пропорционална на интензивността на първичното изсветване. Последната от своя страна е пропорционална на енергията, отдадена от частицата в сцинтилатора. Отдадената енергия не винаги е цялата енергия на частицата. Импулсите от фотоелектронния умножител могат да бъдат преброени за измерване на интензивността на лъчението или да бъдат анализирани по амплитуда за установяване на енергийния му спектър.

Използването на различни видове сцинтилационни броячи даде възмож-ност да се решават много проблеми, които е невъзможно или поне е много трудно да бъдат решени чрез други методи. Това с особена сила важи за измерването на γ-лъчението. Степента на въздействие на сцинтилационната

методика върху изследванията в областта на γ-спектроскопията се демонстрира от факта, че 93 % от всички работи, публикувани в тази област във Phys. Rev. още през 1957 г. са изпълнени при използването на сцинтилационни детектори. Сцинтилационната методика намира съществено приложение и при регистрирането и измерването на енергията на електрони, бързи и бавни неутрони, леки и тежки заредени частици. От 80-те години обаче сцинтилационните детектори все повече се изместват от полупроводниковите главно поради много добрата разделителна способност по енергия на последните.

Широкото използване на сцинтилационните детектори за регистриране и спектроскопия на ядреното лъчение се дължи на редица техни предимства. На първо място **пропорционалността между светлинния добив и енергията**, оставена от заредената частица, дава възможност за пряко измерване на енергията на заредените частици. Косвено това дава възможност да се измерва и енергията на непряко йонизиращите частици, главно γ-кванти и неутрони. Енергията на γ-лъчението се определя в случаите, когато взаимодействията му с веществото на сцинтилатора водят до пълна загуба на енергията на γ-кванта в сцинтилатора. Енергията на неутроните се определя при пълното поглъщане на откатните протони или по продуктите на ядрени реакции с определен праг. Обикновено зависимостта между светлинния добив и енергията на електроните е почти линейна; отклонение от линейността се наблюдава при регистрирането на по-тежките заредени частици.

Второ предимство на сцинтилационните детектори е **късият пробег** (от порядъка на милиметри), който имат заредените частици с енергия няколко MeV и повече поради голямата плътност на твърдите сцинтилатори. Така например протони с енергия 12 MeV напълно се спират в кристал от цезиев йодид с дебелина 1 mm, докато в пропорционален брояч за това са необходими 30 cm. Поради високата плътност и сравнително големия ефективен атомен номер неорганичните твърди сцинтилатори от йодиди на алкалните метали достигат висока ефективност за регистриране на гама-квантите. Гама-лъчение с енергия 0,3 MeV се регистрира от натриев йодид с дебелина 50 mm с ефективност около 90 %; при енергия 5 MeV ефективността пада до 50 %.

Трето предимство на сцинтилационните детектори е **късото време на изсветване** след въздействието на йонизиращата частица. Времето на

изсветване (времето, за което интензивността на светлината намалява *е* пъти) е от 10^{-9} s (1 ns) за органичните и газовите сцинтилатори до 10^{-6} s (1 μs) за неорганичните. То е значително по-късо от времето за събиране на йоните в йонизационните детектори, което позволява широкото използване на сцинтилационните броячи в експерименти с висока скорост на броене и регистриране на бързи съвпадения. Практически само благодарение на сцинтилационните детектори може да бъде достигнато разделително време в областта на наносекундния диапазон.

Четвърто предимство на сцинтилационния метод е изключително **широкият диапазон на физични свойства** на сцинтилаторите. Той дава възможност да изберем брояч, който най-добре съответства на поставената задача. Течните сцинтилатори позволяват да бъде създаден брояч с практически всякаква форма и големина. Течни броячи, съдържащи няколкостотин литра течен сцинтилатор, се използват за регистриране на потоци антинеутрино. От друга страна, тънки кристали с дебелина стотни от милиметъра ефективно регистрират тежки заредени частици. Разнообразието в плътността, химичния състав, времето на изсветване и светлинния добив позволяват максимално широкото използване на сцинтилаторите.

Изисквания към сцинтилаторите.

Към всички видове сцинтилатори могат да бъдат поставени следните изисквания:

- подходяща плътност и ефективен атомен номер за осигуряване на висока ефективност при регистрирането на лъчението;
- дължината на вълната на излъчваната от сцинтилатора светлина да се намира в областта на оптимална чувствителност на фотоелектронния умножител;
- сцинтилаторите да са прозрачни за собственото си лъчение;
- коефициентът на пречупване на светлината трябва да бъде нисък, за да може светлинният импулс да преминава във фотоумножителя с минимални загуби от пълно вътрешно отражение;

♦ сцинтилаторите трябва да имат къси времена на изсветване, за да се осигури минимална загуба на импулси при броене с високи скорости или за получаване на малко разделително време при работа на съвпадения;

♦ тъй като енергийната разделителна способност на сцинтилационния детектор се увеличава с броя на фотоелектроните, избити от фотокатода, сцинтилаторите трябва да имат висок светлинен добив (*конверсионна ефективност*);

♦ светлинният добив трябва да зависи само от енергията, оставена от регистрираната частица в сцинтилатора и да не зависи от други параметри, като маса и заряд на частицата, плътност на йонизацията, мястото на следата на частицата и др.

Различните видове сцинтилатори удовлетворяват задоволително само някои от изброените по-горе условия. Затова при подготовката на експеримента трябва внимателно да бъдат уточнени най-важните изисквания към сцинтилационния детектор и да бъде подбран сцинтилатор с оптимални за конкретния случай параметри.

Някои фирми предлагат фабрично монтирани *сцинтблокове* от сцинтилационен кристал и фотоелектронен умножител. Предимства на сцинтблоковете са оптималното съответствие на параметрите на сцинтилатора и фотоелектронния умножител, както и надеждната висококачествена и стабилна във времето оптична връзка между тях.

Сцинтилационният кристал обикновено се помества в херметична капсула от хромиран алуминий. Обикновеният алуминий е порьозен и лесно се замърсява. Поместеният в хромирана капсула комплект кристал-фотоелектронен умножител по-лесно може да бъде почистен при радиоактивно зацапване. Но по-добре е да се вземат предпазни мерки за предотвратяване на замърсяването. За регистрирането на нискоенергетични Ro- и γ-кванти входното прозорче се изработва от берилий.

Светозащитният кожух около фотоумножителя се изработва от хромиран μ-метал (магнитно мек материал с голяма магнитна проницаемост). Антимагнитният екран от μ-метала намалява изменението на коефициента на усилване, дължащо се на слаби околни магнитни полета от електромотори, трансформатори, премествания на прибори, както и от ориентацията на детектора спрямо земното магнитно поле.

В сцинтилационните броячи протичат 5 последователни процеса и статистическите флуктуации на вероятността за всеки от тях влияе на енергийната разделителна способност на брояча. Това са:

♦ възбуждане и йонизация по следата на частицата;

♦ преобразуване на енергията на възбуждане и йонизация в светлина, вследствие на флуоресценцията;

♦ преминаване на светлината през сцинтилатора до фотокатода на фотоелектронния умножител;

♦ поглъщане на светлината от фотокатода и изпускане на фотоелектрони;

♦ електронно усилване от динодите на фотоелектронния умножител.

Броят k на фотоелектроните, достигнали до първия динод на фотоелектронния умножител, е

$$k = E \,.\, f \,.\, C \,.\, D \,.\, G \,.\, S \,.\, F \,.\, P, \tag{8.1}$$

където E е енергията на частицата;

f – коефициент, отчитащ каква част от общата енергия на частицата се поглъща от сцинтилатора;

C – конверсионна ефективност на сцинтилатора, т.е. частта от погълнатата енергия $f.E$, която се превръща в светлина;

D – светопрозрачност на сцинтилатора и на средата, осъществяваща оптичния контакт между него и фотокатода;

G – коефициент на геометричните условия за събиране на светлината, зависещ от големината на пространствения ъгъл между сцинтилатора и фотокатода и от светоотразяващите свойства на опаковката на кристала;

S – максимална спектрална чувствителност на фотокатода, т.е. броят на фотоелектроните, които се излъчват при попадане на 1 eV светлинна енергия с оптимална за дадения фотокатод дължина на вълната;

F – коефициент за степента на съответствие между максималната спектрална чувствителност на фотокатода и спектъра на сцинтилатора;

P – относителна част на фотоелектроните, достигнали до първия динод.

Поради това общата ефективност на преобразуване на енергията на частицата в електричен импулс е малка, въпреки че чрез подбора на сцинтилатора, активатора и материала на фотокатода загубите могат да бъдат чувствително намалени. Бета-частиците използват 30 ÷ 50 eV за създаване на една двойка йони в газонапълнен детектор; γ-квантите в неорганичен кристал, например натриев йодид – около 300 eV, а в органични кристали – 1 ÷ 5 keV за генериране на 1 фотоелектрон (вж. табл. 5.2). Поради това енергийната разделителна способност на сцинтилационните детектори е по-лоша от тази на йонизационните и полупроводниковите броячи, но поради редицата си други предимства те имат твърде широко приложение.

ГАЗОВИ СЦИНТИЛАТОРИ

Първото съобщение за използване на газов сцинтилационен брояч с фотоелектронен умножител е било публикувано през 1954 год. По-късно газовите сцинтилационни броячи получават широко приложение в много лаборатории благодарение на късото време на изсветване (10^{-9} s), големия светлинен добив, при което специфичният добив на 1 MeV отдадена енергия не зависи от плътността на йонизацията, разнообразие по отношение на атомния номер и възможността за получаване на различни плътности. Тъй като основната част от луминесценцията лежи в далечната ултравиолетова област, непосредственото изследване на елементарните процеси е сложно и досега не съществува точно описание на механизма на луминесценцията.

Загубената от заредената частица енергия, поради удари с атомите и молекулите при преминаването ѝ през газа, води до йонизиране и възбуждане на атомите и молекулите по пътя ѝ. Преходите от възбуденото състояние и процесите на рекомбинация са източник на фотонно лъчение. Директният радиационен преход в атомите води до лъчение, което се поглъща резонансно в газа. Това пречи на разпространяването на светлината – сцинтилаторът е непрозрачен за собственото си лъчение. Енергията на възбудените метастабилни състояния може да бъде предадена чрез топлинни удари на близките

резонансни нива, а от тези нива се наблюдава излъчване. Фотоните, дължащи се на прехода на възбудените йони в основно състояние, напускат газа, тъй като те не могат да бъдат погълнати резонансно. Друг механизъм на излъчването е рекомбинацията на йоните с електрони. Този процес обяснява ефектите, наблюдавани в двойни газови смеси.

Спектърът на излъчване на благородните газове лежи в ултравиолетовата област извън областта на чувствителност на обикновените фотоумножители. Спектрите на хелия и аргона имат сложна структура, а спектърът на ксенона е широка ивица, разположена около 330 nm. Диапазонът на дължините на излъчваните вълни при различните благородни газове е от 250 до 390 nm. Една възможност за съгласуване на спектрите на излъчване със спектъра на максимална чувствителност на фотоелектронните умножители е използването на *преобразователи на светлината*. Това са вещества, които поглъщат ултравиолетовото лъчение на сцинтилиращия газ, а излъчват във видимата област. За да се запази едно от основните предимства на газовите сцинтилатори – късото време на изсветване, е необходимо преобразователят на светлината също да се изсветва бързо. Освен това той трябва да има висок коефициент на конверсия, оптическа прозрачност на тънък слой, ниско налягане на наситените пари, висока механична и химична устойчивост във времето. Най-голямо разпространение като преобразовател на светлината има p,p-кватерфенилът, използват се също така дифенилстилбен, тетрафенилбутадиен и др.

Светопреобразователят се нанася или върху светоотражателя и входния прозорец на сцинтилационната камера, или направо върху фотокатода на фотоелектронния умножител. Съществено значение има както технологията на нанасяне, така и подбирането на оптимална дебелина на преобразователя. Вътрешните стени на газовата камера се покриват със светоотразителен слой за по-пълно използване на светлината. Като светоотражатели се използват MgO, TiO_2, Al_2O_3, тефлон и др.

Друга възможност е използването на специални фотоелектронни умножители с кварцов прозорец и фотокатод, чувствителен към ултравиолетовите лъчи. Комбинирането на двата метода води до увеличаването на амплитудата на изходящия импулс до един порядък.

Газовите сцинтилатори са много чувствителни дори към малки примеси. Концентрации от порядъка на 1 % кислород или метан намаляват до 5 пъти

светлинния добив. Със замърсяване на газа-сцинтилатор се обяснява наблюдаваното намаляване на светлинния добив в херметични броячи, започващо веднага след затваряне на сцинтилиращия обем. Затова при разработването и експлоатацията на газовите сцинтилационни броячи трябва да се обръща сериозно внимание на щателното евакуиране и обезгазяване на сцинтилационната камера, на използването на подходящи негазящи конструктивни материали и на методите за пречистването на газа. Обикновено дори предва-рително евакуиране на обема до 10^{-4} Pa ($\approx 10^{-6}$ mm живачен стълб) не е достатъчно да осигури продължителна стабилна работа на брояча. Затова често се използва принудителна циркулация на газа и пречистването му през нагрят калций или уранови съединения или чрез охладен активен въглен. Налягането на газа може да достига до 4 ÷ 5 MPa (40 ÷ 50 атм) за намаляване на размерите на камерата и запазване на възможността за спиране на дълготробежни частици.

Сцинтилационна чувствителност. Освен с късото си време на изсветване, газовите сцинтилатори се характеризират със светлинен добив на единица енергия, оставена в сцинтилатора от частицата, независещ от енергията, масата и заряда на й. Поради това те са много удобни детектори на парчета от делене, като при това амплитудата на импулсите е много по-голяма от амплитудата на фоновите импулси, получавани от естествената α -радиоактивност. Също така те позволяват лесно да се дискриминират сигналите от γ-лъчи. При оптимални условия може да бъде достигната енергийна разделителна способност до 4 %. Линейността е много добра, по-добра отколкото при използването на алкално-халогенни и органични сцинтилатори, в които се наблюдава насищане при регистриране на частици с големи енергийни загуби.

Относителният светлинен добив за

NaI(Tl) : Xe : Kr : Ar : Ne : He е 72 : 32 : 16 : 5 : 1 : 10,

но се смята, че при използването на по-подходящ светопреобразовател светлинният добив при ксенона може да достигне до този на NaI(Tl).

Изследванията на смеси от благородни газове показват, че в някои случаи светлинният добив се увеличава. Така например смес от 90 % He + 10 % Xe има с около 20 % по-голям светлинен добив в сравнение с чистия Xe.

Газовите сцинтилатори могат да се използват за детектори на α-частици, протони, деутрони, парчета от делене и неутрони. В последния случай, както и при йонизационните детектори, се използват конвертори от бор или ^{235}U и ^{233}U за бавни неутрони. За регистриране на бързи неутрони обикновено като сцинтилиращ газ се използва ^{3}He, който взаимодейства с бързите неутрони по реакцията

(8.2) $^{3}He\ (n,p)\ ^{3}H$.

Също така трябва да се отбележи използването на втечнени благородни газове, които имат значително по-големи светлинни добиви в сравнение с газообразните, но времето на изсветване се увеличава до 10^{-8} s. Предполага се, че твърдият Xe може да бъде подходящ за γ-спектроскопия поради плътността си, големия атомен номер и късото време на изсветване.

ТЕЧНИ СЦИНТИЛАТОРИ

За решаването на голям брой проблеми във физиката на високите енергии и в експериментите с много ниска скорост на броене са необходими сцинтилатори с голям обем. Течните органични сцинтилатори удовлетворяват това изискване, тъй като те могат да бъдат получавани сравнително евтино в голямо количество и да бъдат поставени в контейнери с практически всякаква форма и големина. В някои експерименти са използвани течни сцинтилатори с обем няколко десетки хиляди литра.

Различават се два основни вида течни сцинтилатори: двукомпонентни, състоящи се от разтворител и активатор, и многокомпонентни, в които, освен разтворител и активатор, има и вторични добавки.

Механизмът на луминесценция е сравнително добре изучен. Той се състои от три последователни етапа:

♦ йонизиращата частица губи енергията си за възбуждане на атомите и молекулите на разтворителя;

♦ част от тази енергия в процеса на ударите се трансформира в енергия на възбуждане на атомите и молекулите на активатора;

♦ атомите и молекулите на активатора, преминавайки в основно състояние, преобразуват енергията си на възбуждане в светлинни кванти, които се регистрират от фотоелектронния умножител.

Активаторът, който има добри сцинтилиращи свойства, трябва да има по-ниско първо възбудено ниво от първото възбудено ниво на разтворителя. Преминаващата йонизираща частица възбужда главно молекулите на разтворителя, тъй като те са повече. В резултат на радиационни и нерадиационни процеси енергията на възбуждане се разпространява по сцинтилатора и при среща с молекула на активатора я възбужда, тъй като, както казахме по-горе, първото му възбудено ниво е по-ниско. С определена вероятност чрез радиационен преход молекулите на активатора излъчват светлинни кванти. Тъй като оптималната концентрация на активатора е 2,5 ÷ 10 g/l, сцинтилаторът като цяло е прозрачен за лъчението на активатора. В някои случаи се добавя и вторичен разтворител (до няколкостотин cm^3 на литър), който служи за по-ефективно предаване на енергията на възбуждане към активатора.

В многокомпонентните сцинтилатори, съдържащи освен основното вещество и активатора и някои други добавки, ролята на различните възбудени състояния и процесите на миграция на енергията се усложняват и се добавят още два етапа на преобразуване на енергията:

♦ поглъщане на светлината на луминесценцията на активатора в преобразователя на спектъра и

♦ излъчването ѝ в по-дълговълновата област на спектъра.

Поради редица ограничения за оптимално трансформиране на енергията практическо приложение намират десетина разтвора. Като разтворители най-често се използват толуол, ксилол, фенилциклохексан, бензол и др. Най-добри активатори са р-терфенил, различни фенилоксалози (с търговски имена PPO, POPOP, α-NPO и др.), фенил-оксидиалози (PBD) и др.

Като преобразователи на спектъра се използват същите вещества, с изключение на р-терфенила. Концентрацията на активатора в двукомпонентните смеси, а също така на активатора и преобразователя на спектъра в трикомпонентните се избира от изискването за получаване на максимален светлинен добив. С увеличаването на концентрацията на активатора светлинният добив отначало се увеличава, достига максимум при концентрация от порядъка на грамове на литър и след това постепенно намалява. Оптималната концентрация на преобразователя на спектъра зависи от обема и състава на сцинтилатора, вида на възбуждащата частица и спектралната характеристика на фотоелектронния умножител и е от десети от грама до няколко грама на литър.

Необходимо е да се държи сметка за гасенето на сцинтилациите, което е много силно както от някои органични съединения, така и от кислорода.

Спектърът на излъчване на течните сцинтилатори обикновено е широк с полуширина не по-малка от 40 nm и лежи за различните сцинтилатори в границите от 350 до 430 nm. Светлинният добив за най-добрите течни сцинтилатори е около 3 ÷ 4 пъти по-малък от този на най-добрите неорганични сцинтилатори, а времето за изсветване е по-късо с 2 ÷ 3 порядъка и е от порядъка на няколко наносекунди.

Възможно е поставянето на изследваното радиоактивно вещество в обема на сцинтилатора. Поради това те намират широко приложение като 4π-броячи, особено за меки лъчения от образци с ниска активност (например тритий и въглерод-14).

Комбинирането на течни сцинтилатори със съединения на бор или кадмий позволява регистрирането на неутрони. В големия обем на сцинтилатора неутроните ефективно се забавят до топлинни енергии, при които нараства вероятността за поглъщането им в B или Cd с последващо излъчване на α-частици или γ-кванти с висока енергия.

ТВЪРДИ СЦИНТИЛАТОРИ

По състав и структура твърдите сцинтилатори се делят на органични (пластмасови и кристали) и неорганични (кристали, стъкла и комбинирани).

Неорганични кристали

Някои неорганични кристали широко се използват като сцинтилатори. Те могат да бъдат разделени на три групи:

♦ *монокристали на алкални халогениди* NaI, CsI, LiI и др., без или с малко количество (около 0,1 %) активатор (обикновено талий Tl или натрий Na);

♦ *сулфиди* ZnS, CdS, активирани с Ag;

♦ *монокристали от по-сложни съединения* – волфрамати $CdWO_4$, $CaWO_4$, германати $Bi_2Ge_3O_{12}$ и др.

Някои свойства на неорганични кристални сцинтилатори са приведени в табл. 8.1.

Таблица 8.1. *Някои свойства на неорганични кристали-сцинтилатори*

(ρ е плътността на кристала, λ – дължината на вълната на максимума в спектъра на луминесценцията, τ – времето на изсветване, *C* – конверсионната ефективност)

Кристал	ρ, g/cm^3	λ, nm	τ, μs	*C*, %
NaI(Tl)	3,67	410	0,23	8 ÷ 13
NaI*	3,67	≈300	0,06	≈25
CsI(Tl)	4,51	565	1,0	≈6
CsI(Na)	4,51	420	0,63	≈10
CsI*	4,51	400	0,60	≈35**
LiI(Eu)	4,06	≈440	1,2	≈4
CaF_2(Eu)	3,18	435	0,94	≈6
$CdWO_4$	7,90	530	0,9 ÷ 20	≈10
ZnS(Ag)	4,09	450	0,1 ÷ 10	≈28**

*При температура на течния азот.

**Конверсионна ефективност за α-частици.

Монокристалите от NaI(Tl) имат сравнително най-добри параметри и универсални свойства, поради което често параметрите на други типове сцинтилатори се сравняват с тях. Сцинтилационен детектор с кристал NaI(Tl) с рамери 3x3 инча (76x76 mm) се приема за типичен и с него се сравняват други типове детектори за γ-кванти.

Тъй като изготвянето на сцинтилационните монокристали е трудоемко и изисква сложно оборудване, а от друга страна промишлено те се произвеждат в много широк асортимент както по вид, така и по размери, няма да се спираме на технологичните проблеми.

Механизмът на сцинтилационните процеси не е добре изяснен дори качествено, като при това може да се предполага, че в различните кристали той е различен. Най-общо в активираните кристали той може да се раздели на три етапа:

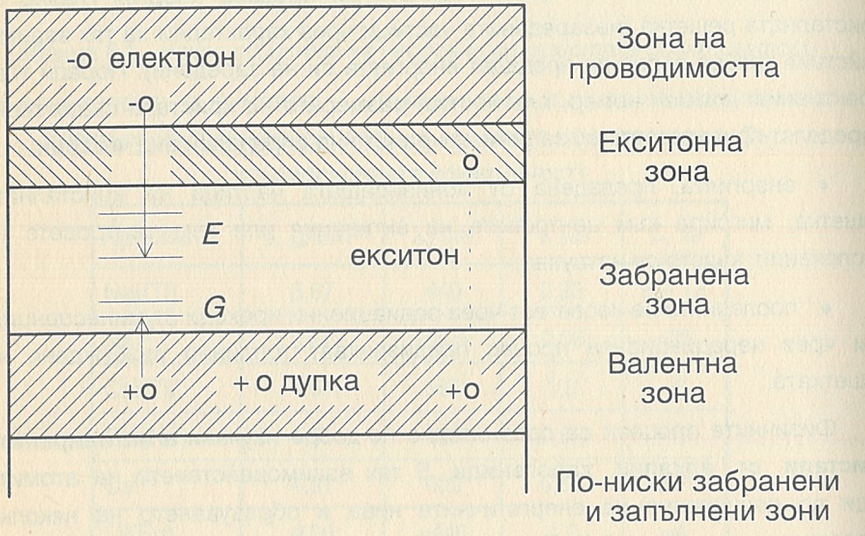
♦ заредена частица при забавянето си предава енергия главно на кристалната решетка (незаредените частици чрез характерни за тях взаимодействия трябва първо да предадат енергията си на заредени). Поради това ефективният атомен номер, плътността, размерите на кристала съществено определят пригодността му за регистрирането на определен вид частици;

♦ енергията, предадена от йонизиращата частица на кристалната решетка, мигрира към центровете на активация или към центровете на дислокации, където се натрупва;

♦ последните се изсветват чрез радиационни преходи (луминесценция) или чрез нерадиационен процес предизвикват топлинно възбуждане на решетката.

Физичните процеси са сравнително по-добре изучени в **активираните кристали от алкални халогениди**. В тях взаимодействието на атомите води до разцепване на енергетичните нива и образуването на няколко енергетични зони (фиг. 8.1). Тези зони могат да бъдат заемани от електрони. Те са разделени със забранени зони, в които може да има дискретни, разрешени за електроните нива. Тяхното появяване е свързано с основните и възбудените състояния на йоните на активатора (например за кристалите от NaI това са йоните на Tl, които могат да бъдат в основно или възбудено състояние, означени съответно с *G* и *E*), с други примеси или с дефекти на кристалната решетка.

Зареденатa частица при преминаването си през кристала предава енергията си главно на електроните. Някои електрони могат да получат достатъчно енергия за преминаване в зоната на проводимостта, като при това във валентната зона остава свободно ниво – "дупка". И електронът в зоната на проводимостта, и дупката във валентната зона могат свободно и независимо да се придвижват по кристала, като създават електрическа проводимост в него. Този процес може да се разглежда като йонизация. Възможно е електронът да получи недостатъчно енергия за преминаване в зоната на проводимостта и да остане електростатично свързан с дупката във валентната зона, т.е. електронът да попадне в екситонната зона. Свързаната двойка електрон-дупка се нарича *екситон* и появяването му може да се разглежда като възбуждане на кристалната решетка. Екситонът също може да се движи в кристала, но не създава електрична проводимост.



Фиг. 8.1. *Енергерични зони в активиран алкално-халогениден кристал*

Движещите се в кристала електрони, дупки и екситони могат да бъдат заловени в различните центрове на активация или центрове на дислокация, които преминават във възбудено състояние и след известно време се връщат в основното чрез:

- бърз радиационен преход с излъчване на квант светлина;
- забавен радиационен преход с излъчване на квант светлина;
- безрадиационен преход, при който енергията на възбуждането се превръща в топлинно колебание на кристалната решетка.

Вероятностите за тези конкуриращи се процеси зависят силно от кристалната решетка, температурата, плътността на йонизация и това обуславя характерните и специфични параметри на светлинните импулси от сцинтилатора.

Например, *времето за изсветване* τ се определя от подвижността на носителите на енергия и пътя, който те трябва да изминат, за да бъдат заловени в уловка – т.е. τ трябва да намалява с увеличаването на концентрацията на активатора. Това е измерено експериментално – при увеличаване на концентрацията на активатора от $0{,}1.10^{-3}$ до 3.10^{-3} времето на изсветване се намалява от 0,35 до 0,22 μs.

Вероятността за безрадиационен преход (без излъчване на светлина) се увеличава с увеличаването на температурата. Вследствие на това големината на светлинния импулс трябва да намалява с увеличаването на температурата. Експериментално това е наблюдавано в някои случаи. Но поради различния характер на уловките се наблюдават компоненти на светлинния импулс с различно време на изсветване и с различна температурна зависимост. При охлаждане обикновено интензивността на луминесценцията се увеличава, преминава през максимум и спада. Въпреки че теоретично времената на изсветване трябва да се увеличават експоненциално с намаляване на температурата, редица опити показват постоянство или дори намаляване на времето за изсветване. Като се има предвид и намаляването на шумовете на фотоумножителите, при ниски температури могат да бъдат подбрани значително по-подходящи условия на измерване, отколкото при стайна температура, особено на нискоенергетични и на нискоинтензивни потоци частици.

Възможно е сцинтилациите да бъдат "*замразени*". При облъчване на сцинтилатор, охладен до температурата на течния азот, с йонизиращо лъчение, той не сцинтилира поради многократно увеличеното време за изсветване на уловките. Но при плавното му затопляне той изведнаж "блесва", като почти всички заредени уловки бързо се изсветват. Но някои

възбудени уловки остават, и дори при стайна температура времето на изсветването им може да бъде секунди и повече.

В някои случаи времето на изсветване τ зависи от плътността на йонизация. Например при облъчването на монокристал от CsI(Tl) с електрони [$dE/dx \approx 1$ keV/(mg/cm^2)] $\tau = 0{,}7$ μs, а при облъчване с α-частици [$dE/dx \approx 700$ keV/(mg/cm^2)] – $\tau = 0{,}4$ μs. Това позволява регистрираните частици да се разграничават по йонизационната си способност, а оттам да се правят изводи за идентифицирането им.

Специфичният светлинен добив (светлинната енергия за единица отдадена на сцинтилатора енергия) обикновено съществено зависи от плътността на йонизацията dE/dx и поради това връзката между енергията и големината на светлинния импулс не винаги е линейна. Например при регистрирането на α-частици и γ-кванти с еднаква енергия, импулсите от α-частиците са около 2 пъти по-малки. При описания механизъм това може да се обясни с локално прегряване на кристалната решетка, което по някои оценки достига 200 °C.

При типични условия на измерване (например γ-кванти с енергия от десетина keV до 10 MeV; β-частици с енергии от стотина keV до 10 MeV; α-частици от природни радионуклиди, при стайна температура с умерена точност) тези ефекти не се проявяват, освен че еталонирането трябва да се извършва с частици от същия вид, от който са и измерваните.

По-долу са посочени някои характеристики на най-често използвани активирани монокристали от алкални халогениди.

NaI(Tl). Има най-широко приложение за интегрално броене на γ-кванти и γ-спектроскопия. С най-висок светлинен добив между монокристалите. Добра разделителна способност по енергия – (6 ÷ 8) % по линията на ^{137}Cs. Силно хигроскопичен, поради което винаги трябва да се пази в херметична опаковка. Могат да бъдат израствани монокристали с ∅ 700 x 700 mm.

CsI(Tl). Има голям ефективен атомен номер и поради това е високоефек-тивен γ-детектор. Не е хигроскопичен. Могат да се получават големи монокристали. Зависимостта на времето на изсветване от плътността на йонизация позволява идентифицирането на падащите частици.

ZnS(Ag). С много висок светлинен добив, но не може да се получава като монокристали с големи размери. Поради това се прилага за регистриране

на α-частици под формата на тънък поликристален слой. В светлинния импулс има сравнително интензивна бавна компонента с $\tau \approx 10$ μs.

CaF_2(Eu). Въпреки неголемия ефективен атомен номер е удобен за регистриране на γ-кванти при наличието на силен неутронен поток. Сеченията за радиационно залавяне на неутроните от Ca и F са малки в сравнение със сеченията за регистриране на γ-квантите, а енергията на откатните ядра при еластичното разсейване на неутроните е сравнително малка.

Стъклените сцинтилатори представляват активирани с церий сцинтилиращи стъкла, в състава на които е въведен литий или бор. Произвеждат се промишлено и се използват за детектиране на топлинни неутрони. Светлинният им добив е около 10 пъти по-малък от този на NaI(Tl). Максимумът на спектъра на луминесценция е около 400 nm и зависи от структурата, състава и дебелината на стъклото. Времето на изсветване е от порядъка на няколко десети от микросекундата. Основни предимства на стъклените сцинтилатори са ниската цена, простотата на изготвяне и възможността входният прозорец на фотоелектронния умножител да бъде изготвен от такова стъкло. Недостатък е високата чувствителност към γ-фона.

Към класа на **комбинираните сцинтилатори** спадат различни сцинтилационни детектори, в конструкцията на които могат да влизат в различни комбинации органични и неорганични сцинтилатори и други несцинтилиращи материали, изпълняващи ролята на забавители, радиатори, поглътители, световоди и др. Така например дисперсните неутронни детектори се състоят от прозрачен водородосъдържащ материал, в който се диспергират зърна луминофор. В състава на луминофора има елементи с високо ефективно сечение за поглъщане на топлинни неутрони, обикновено литий-6 или бор-10. В зависимост от геометричните размери и формата на детектора, състава, концентрацията и големината на зърната на луминофора могат да бъдат създадени детектори за топлинни, междинни и бързи неутрони, работоспособни в условията на силен γ-фон.

Създадени са слоести детектори за сумарно и разделно регистриране на α-, β- и γ-лъчи. Разновидностите на използваните в настоящия момент

детектори са големи и те откриват широки възможности за създаването на нови детектори със специално подбрана съвкупност от параметри.

Органични сцинтилатори

Органичните вещества – ефективни сцинтилатори, са ароматни въглеводороди, които се използват или в чист вид, или в заместено състояние. По светлинен добив те почти не отстъпват на неорганичните кристали, имат значително по-късо време на изсветване, но по-лоша енергетична разделителна способност. Примесите обикновено силно гасят луминесценцията. Обаче при присъствие дори на следи от друго луминесциращо вещество, чийто спектър на излъчване е в областта на по-дългите вълни, спектърът на излъчване на смесения кристал съответства на спектъра на примеса, а не на основното вещество. Така например нафтаценът има подходящ (за регистриране от обикновен фотоумножител) спектър на излъчване, но много нисък светлинен добив. При добавянето му като малък примес в антрацен, новополученият сцинтилатор комбинира високия светлинен добив на антрацена и удобния спектър на излъчване на нафтацена.

Получаването на големи монокристали от органични вещества е трудно. Антрацен и стилбен се произвеждат с диаметър до 90 mm и дължина 100 mm. От органичните кристали най-добри качества имат антраценът, транс-стилбенът, кватер-фенилът, нафталинът.

Пластмасовите сцинтилатори обикновено представляват разтвор на органично сцинтилиращо вещество в полистирол или поливинилтолуол. Оптималната концентрация на сцинтилиращото вещество е около процент. Пластмасовите сцинтилатори се произвеждат промишлено във вид на дискове, цилиндри, плоскости, тънки ципи или нишки. Едно от основните предимства на пластмасовите сцинтилатори е разнообразието на форма и големина. Максималният образец има диаметър 107 cm и дебелина 8,5 cm.

Механизъм на сцинтилационните процеси. Сцинтилационните процеси в органичните сцинтилатори се отнасят към молекулните явления за разлика от

неорганичните сцинтилатори, в които луминесценцията е свързана със зонната структура на йонния кристал. Твърдите органични фосфори се класифицират като молекулярни кристали. Луминесценцията е в резултат на преход на молекулата от първото електронно възбудено състояние в основното. Наличието на вибрационни нива води до образуването на няколко максимума. Тъй като спектърът на поглъщане е изместен към по-късите дължини на вълните, спрямото спектъра на излъчване, органичните кристали са прозрачни за собственото си лъчение.

При пластмасовите сцинтилатори съществено значение играе и механизмът на предаване на енергията от разтворителя, който спира йонизираща-та частица, към собствено сцинтилиращото вещество. Използваните пластма-сови сцинтилатори имат достатъчно къси времена за предаване на енергията, поради което общото време на изсветване е 1 ÷ 10 ns. Понижаването на температурата като правило води до увеличаване на светлинния добив и намаляване на времето за изсветване.

Най-често използваните пластмасови сцинтилатори имат следния състав (табл. 8.2).

Таблица 8.2 *Състав на някои пластмасови сцинтилатори*

Разтворител	Основно вещество	Добавка
Полистирол	Тетрафенил-бутадиен 16 g/l	-
Поливинилтолуол	p-терфенил 36 g/l	p-p'-дифенилстилбен 0,9 g/l
Поливинилтолуол	p-терфенил 36 g/l	тетрафенилбутадиен 0,2 g/l

Трябва да се отбележи също така и производството на сцинтилиращи гелове на базата на органични сцинтилатори, които могат да бъдат използвани или в гелообразна форма, или след втвърдяването им с подходящ втвърдител. Те са удобни за лабораторно изготвяне на сцинтилатори, в които изследваното вещество се поставя вътре в сцинтилатора.

Поради малкия ефективен атомен номер и малката плътност, органичните сцинтилатори **не** са подходящи за регистриране на γ-кванти. Подходящи

са за регистрирането на β-частици, за които имат добра линейност между големината на импулса и енергията, оставена от частицата в активния обем. Трябва да се държи сметка за обратното разсейване на β-частиците. Поради малкия атомен номер то е най-малко при органичните сцинтилатори, но все пак може да достига до 8 % и е необходимо коригирането му.

Особеност на органичните сцинтилатори е нелинейната зависимост между големината на импулса и енергията на частицата при регистриране на тежки заредени частици, както и зависимостта на големината на импулса от вида на йонизиращото лъчение. Зависимостта на времето на изсветване от вида на частицата позволява с подходяща електроника да се идентифицират различни частици.

Органичните сцинтилатори са също така подходящи за регистриране на неутрони.

Оптически контакт между сцинтилатора и фотоелектронния умножител

Когато фотоумножителят е с плосък фотокатод, целесъобразно е между него и сцинтилатора да се осъществява непосредствен оптичен контакт. Коефициентът на пречупване на светлината в сцинтилатора е голям; в стъклото, което го херметизира и стъклото на фотоелектронния умножител е по-малък; а най-малък е във въздуха. Поради това светлинните кванти при последователното им преминаване през тези среди могат да изпитват пълно вътрешно отражение. Това намалява броят на фотоните, попадащи върху фотокатода. Загубите на светлината от пълното вътрешно отражение се намаляват чрез използването на *имерсионни масла*, които имат междинни коефициенти на пречупване. Обикновено експериментаторът разполага с фабрично опакован сцинтилатор и трябва да осигури само оптичния контакт между стъклената му опаковка и челото на фотоумножителя. Подходящи са различни видове силиконови масла, както и някои масла, използвани в спектроскопията (напр. кедрово масло).

Фотоните в сцинтилатора при едно изсветване се разпространяват във всички посоки. За да се регистрират и фотоните, които не са излъчени

непосредствено към фотокатода, между останалите стени на сцинтилатора и светонепрозрачната му опаковка се използват отразяващи слоеве. За твърдите сцинтилатори най-подходящ е магнезиевият окис, който дава дифузно разсейване на светлината и има коефициент на отражение над 90 %. Стените на съдовете за течни сцинтилатори се покриват с алуминий, който дава пряко отражение на светлината или с титанов двуокис, свързан с подходящо лепило. Магнезиевият окис има добри отразяващо свойства само в сухо състояние.

В много случаи прекият оптичен контакт между сцинтилатора и фотоумножителя не е възможен, например когато сцинтилаторът има по-голям диаметър от фотокатода или при наличието на силни магнитни полета в областта на сцинтилатора. В такива случаи е необходимо използването на *световоди* (вж. фиг. 8.2). Според някои автори разделителната способност на сцинтилационните спектрометри се подобрява при използването на къси световоди поради по-равномерното разпределение на светлината от сцинтилатора върху целия фотокатод.

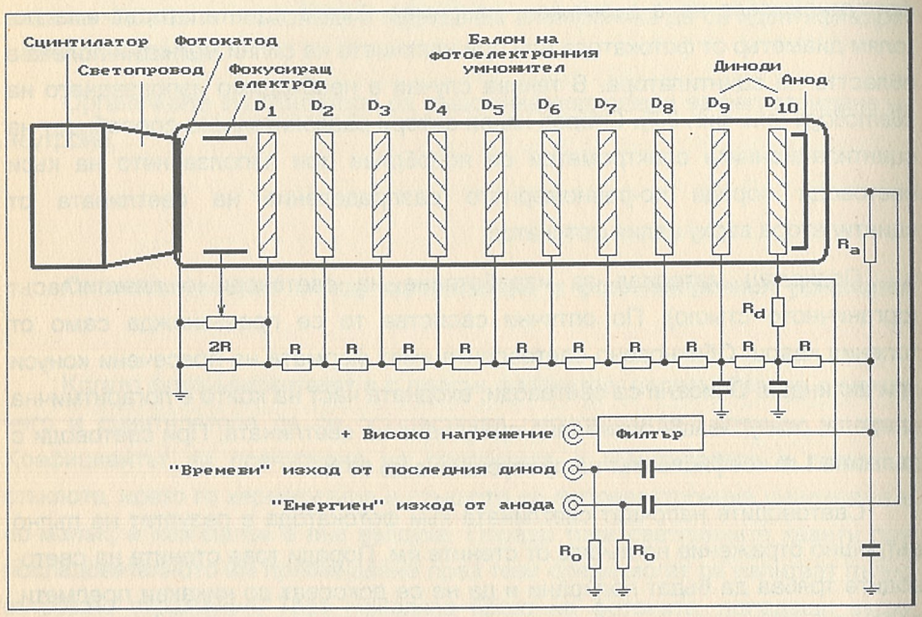
Подходящ материал за изработване на световоди е плексигласът (органичното стъкло). По оптични свойства то се превъзхожда само от топения кварц. Обикновено световодите имат формата на пресечени конуси или цилиндри. Описани са световоди, входната част на които е логаритмична спирала, осигуряваща оптимално предаване на светлината. При световоди с дължина 1 m коефициентът на пропускане е до 50 %.

Световодите насочват светлината към фотокатода в резултат на пълно вътрешно отражение на лъчите от стените им. Поради това стените на световодите трябва да бъдат полирани и да не се докосват до никакви предмети, освен до сцинтилатора и фотокатода, тъй като в областта на контакт няма пълно вътрешно отражение и възниква загуба на светлина. Плътни отразяващи слоеве, намиращи се на разстояние около 1 mm от световода повишават коефициента на пропускането му. Подходящи за такива слоеве са алуминиево фолио, както и дифузни отражатели от магнезиев окис или титанов двуокис.

ФОТОЕЛЕКТРОННИ УМНОЖИТЕЛИ

Фотоелектронните умножители служат да превърнат светлинния импулс от сцинтилиращото вещество в достатъчно голям електричен импулс, който да може да се регистрира от електронната апаратура.

Принципната схема, заедно с електричните връзки, на един сцинтилационен детектор е показана на фиг. 8.2.



Фиг. 8.2. *Принципна схема на сцинтилационен детектор*

Фотоелектронният умножител (ФЕУ) се намира в стъклен, много добре вакуумиран, цилиндричен балон. На дясното (на фигурата) дъно са изводите на различните електроди на ФЕУ. В по-стари модели някои електроди са изведени и на страничната повърхност на балона.

На лявото дъно, което е оптично плоско, от вътрешната страна е нанесен тънък полупрозрачен *фотокатод*. Светлинните кванти, породени от йонизиращата частица в сцинтилатора (евентуално през световод) преминават през стъкления балон и някои от тях избиват фотоелектрони с ниска енергия (до няколко eV). Фотокатодът се изработва чрез вакуумно изпаряване на подхо-дяща комбинация от алкални и/или алкалоземни метали. Търси се компромис между по-ниска отделителна работа, така че и по-дълговълнови (с по-малка енергия) светлинни кванти да могат да предизвикат фотоефеект, и приемлив брой самопроизволно напускащи фотокатода електрони, които създават *едноелектронни шумове* (*ток на тъмно*). Съставът и технологията на изработване на фотокатода определят *спектралната му чувствителност*. Компромисно се избира и дебелината му – достатъчно дебел за по-голяма вероятност за взаимодействие на светлинен квант и достатъчно тънък, така че по-голяма част от избитите фотоелектрони (с много малка енергия) да напускат повърхността му.

Фотоелектроните се насочват от *фокусиращата система* към първия *динод*. Динодите са електроди, покрити със специална сплав, от която бомбардиращ електрон избива няколко (обикновено 3 ÷ 4) допълнителни вторични електрона. Формата на динодите е различна. На фигурата условно са показани т.н. *жалузни* (*щорни*) диноди. Използват се и *коритообразни*, *полусферични* и други форми. Формата на динодите до голяма степен определя качествата и специализацията на ФЕУ (за максимално усилване, за най-добро разрешение, за бързодействие – последното може да се разбира като голяма скорост на броене или като по-точно определяне на момента на сцинтилацията). Съпротивителният делител на напрежението осигурява на всеки динод положително напрежение спрямо предния (за първия динод – спрямо фотокатода). Това напрежение ускорява електроните и те могат да избиват вторични електрони. Получава се умножаване на електроните и на *анода* се събират достатъчно голям брой електрони, образуващи измерим, с отрицателна полярност импулс.

На фигурата е показано свързването на 10-диноден ФЕУ, които са най-разпространени. Има ФЕУ и с по-голям брой диноди – 13 ÷ 14. Показано е свързването на ФЕУ с положително високо напрежение ("+" активен, "–" заземен). Това налага използването на високоволтови разделителни конденсатори за извеждане на сигнала. По принцип може да се използва (и понякога се използва) и свързване на ФЕУ с отрицателно високо напреженеие ("+"

заземен, "–" активен). Тогава отпада необходимостта от разделителния кондензатор, което подобрява линейността при големи импулси и позволява използването на ФЕУ в токов режим – да се измерва средният аноден ток при голяма скорост на броене, когато биха се губили много импулси поради мъртвото време на броячната електроника. Обаче някои фирми-производителки се опасяват от възникването на паразитни импулси между повдигнатия (електрически) фотокатод и заземения метален корпус на сцинтилационния детектор. Поради това те забраняват такова свързване или го допускат, ако челото на ФЕУ с фотокатода е добре изолирано от металния корпус.

В зависимост от предназначението на ФЕУ фирмите-производителки препоръчват как да се разпредели общото високо напрежение (обикновено между 700 и 1500 V) на отделните диноди. На фиг. 8.2 е показан равномерен делител (всяко съпротивление от делителя има стойност R). В някои случаи на последните диноди се подава относително по-ниско или по-високо напрежение в зависимост от поставената цел на оптимизацията. Важно значение има и стойността на R (обикновено между 100 kΩ и 2 MΩ). По-ниските стойности осигуряват по-стабилно поддържане на потенциала на динодите при преминаване на импулс. Това води до по-добра линейност и запазване на коефициента на усилване при промяна на натоварването (броя импулси/s и големината им). Но по-малките стойности на съпротивленията на делителя изискват по-силен ток от източника на високо напрежение. Затова при полеви прибори (когато икономичността на захранването става важна) се прибягва до по-високоомни делители. За подобряване на линейността последните диноди (където импулсите са по-големи) се свързват и с кондензатори, които поддържат напрежението на делителя по време на преминаване на електронния импулс. В по-сложни делители вместо съпротивления в последните диноди се използват управляеми транзистори, които осигуряват нискоомно индивидуално захранване на всеки динод.

По принцип високото напрежение на ФЕУ може да създава паразитни разряди (импулси) при замърсяване или увлажняване на цокъла, изолаторите или повърхностите на съпротивленията от делителя. Поради това те трябва периодично да се почистват. Използването на тефлонови изолатори, както и на тефлонов цокъл, в който се включва ФЕУ и на който обикновено е монтиран делителят, намалява проблемите от овлажняването. Когато се налага, например при полеви измервания, е добре да не се изключва високото

напрежение, тъй като от него делителя се подгрява и подсушава цокъла. Овлажняване се получава и в херметично затворени детектори, когато се използват при ниски температури и в херметизирания обем не е поставен ефективен влагопоглътител.

Сигналът може да бъде взет:

- **от анода** на ФЕУ. Той е с отрицателна полярност (електрони попадат върху анода и намаляват потенциала му) и осигурява добра разделителна способност по енергия;
- **от последния динод**. Сигналът е положителен (повече електрони напускат динода, отколкото го бомбардират). Сигналът е по-слаб от анодния, но позволява по-точно определяне на момента на възникване на сцинтилацията.

За преобразуване на потока кванти светлина в поток електрони се използва външен фотоелектричен ефект във *фотокатода* на фотоелектронния умножител. От "идеален" фотокатод всеки падащ квант ще избива по един електрон. На практика част от падащата върху фотокатода светлина се отразява, а друга част преминава без взаимодействие; част от квантите само възбуждат атомите, а част от избитите електрони се поглъщат от фотокатода. Вероятността един попаднал върху фотокатода светлинен квант да избие фотоелектрон се нарича *квантова ефективност*. Голямата й стойност определя съществено високите качества както на самия фотоумножител, така и на целия сцинтилационен спектрометър.

Поради това към материала, от който се изработва фотокатода, се поставят много строги изисквания. Най-подходящи са полупроводниковите материали поради сравнително ниската отделителна работа и възможността за компенсиране зареждането на фотокатода в резултат на излъчените електрони.

Тъй като големината на квантовата ефективност на фотокатода зависи от дължината на вълната на падащата светлина, за успешното използване на фотоумножителите в сцинтилационните броячи е необходимо спектралната област на максимална чувствителност на фотокатода да съвпада с дължината на вълната на сцинтилационната светлина. Това условие поставя допълнител-ни изисквания към избора на материала на фотокатода и

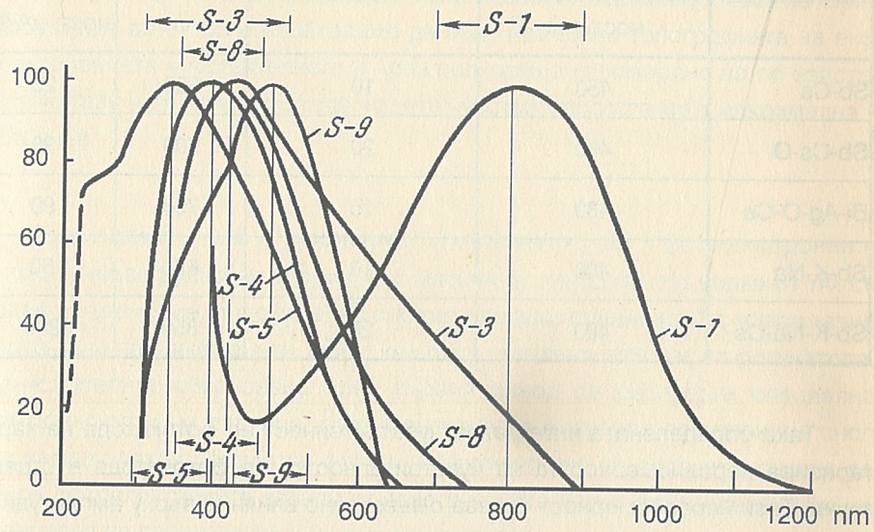
подложката, върху която се нанася. Спектърът на излъчване на най-често използваните сцинти-латори лежи в областта от 200 до 500 nm. В този диапазон най-голяма прозрачност имат кварцовите стъкла. Обаче високата им температура на топене и технологичните трудности при спояването им с други видове стъкла повишават цената на такива *умножители с кварцови прозорчета* и те се използват рядко. Добра прозрачност до 240 nm имат увиоловите стъкла. Най-често се използват специални сортове стъкла, които имат късовълнова граница на пропускане в областта 300 ÷ 350 nm. Поради това късовълновата граница на спектрална чувствителност се определя основно от характеристиките на използвания тип стъкло.

Ходът на спектралната чувствителност на фотоелектронния умножител в останалата област на спектъра се определя главно от спектралната чувствителност на самия фотокатод. Пределната дължина на вълната, към която фотокатодът е чувствителен, зависи от червената му граница за външен фотоефект и е непосредствено свързана с отделителната работа (работата, необходима за избиване на един електрон от повърхността). Положението на максимума на чувствителност, въпреки че се определя от избрания фоточувствителен материал, в значителна степен зависи и от технологията на изготвяне, дебелината, материала на подложката и дори при еднотипни фотоумножители, произвеждани от една фирма, може да варира до 50 nm.

На фиг. 8.3 са показани спектралните чувствителности на различни типове фотокатоди, означени като *S* и число. На същата фигура са показани и областите, в които може да се мени мястото на максимума на спектралната чувствителност.

Поради голямата трудоемкост за измерване на квантовата ефективност, чувствителността на фотокатода по-често се характеризира с *интегралната чувствителност* – отношението на фототока от катода към падащия върху него светлинен поток, създаван от светлинен източник с определена цветна температура. Тя се изразява в микроампери на лумен (μA/lm). В тези измервания всички електроди на фотоумножителя, с изключение на фотокатода, се свързват заедно и се измерва фототокът на насищане между фотокатода и останалите електроди при осветяване на фотокатода със светлината на стандартен източник на светлина клас **A** с волфрамова нишка с цветна температу-ра 2854 K (Русия и Англия), 2870 K (САЩ), 2360 K (Германия).

Поради тази раз-лика между цветните температури е необходимо да се прави съответната ко-рекция при сравняване на паспортните данни за чувствителността на фотока-тодите на умножители, произведени в различни страни. Така например, антимоно-цезиев фотокатод, измерен в Германия, ще се характеризира с 2 пъти по-голяма чувствителност, отколкото същият катод, измерен в Русия.



Фиг. 8.3. *Спектрална чувствителност на фотокатоди*

Между интегралната чувствителност на фотокатода и квантовата му ефективност съществува зависимост, която може да бъде определена експериментално и обикновено тя се оказва линейна. В следващата таблица 8.3 са посочени някои параметри на най-често използваните фотокатоди.

Интегралната чувствителност на фотокатодите в процеса на използване-то им, като правило намалява, и то толкова повече, с колкото по-силна светлина и по-продължително време се осветяват. Това явление се нарича *умора на фотокатода*. То се свързва с дифузията на йоните на алкалните елементи в дълбочина на фотокатода под действието на

електричното поле. Този механизъм обяснява и възстановяването на чувствителността на фото-катодите след продължителна "почивка", като при по-високи температури възстановяването протича по-бързо.

Таблица 8.3. *Основни характеристики на някои типове фотокатоди*

Фотокатод	Място на максимума на чувствителност, nm	Максим. квантова ефективност, %	Червена граница, nm	Интегрална чувствителност, μA/lm
Sb-Cs	450	10	650	25
Sb-Cs-O	480	20	700	90
Bi-Ag-O-Cs	480	10	750	90
Sb-K-Na	400	10	620	60
Sb-K-Na-Cs	400	20	850	200

Така определената интегрална чувствителност на фотокатода не характеризира неравномерността на чувствителността на фотокатода в отделни точки. Тази неравномерност оказва съществено влияние върху амплитудната и временната разделителна способност на сцинтилационния детектор. За практиката най-удобна е величината *експлоатационна нееднородност на чувствителността* на фотоелектронния умножител. Тя се определя като изменението на сигнала от фотоелектронния умножител при осветяване на различни участъци на фотокатода с един и същ светлинен поток. В този случай зависимостта на изходния сигнал на умножителя от положението на светлинното петно включва не само нееднородността на фотокатода, но и нееднородността на коефициента на събиране на електроните от първия динод, изменението на коефициента на вторична емисия от първия динод като функция от мястото на излитане на фотоелектроните от фотокатода и изменението на коефициента на усилване на динодната система за вторични електрони, избити от различни участъци на първия динод.

Обикновено експлоатационната чувствителност на фотокатода е максимална в центъра му и намалява към краищата, като има осева симетрия. Осевата симетрия може да бъде съществено нарушена, ако входната камера и първият динод нямат такава симетрия. За отделните екземпляри от един и същ тип умножители разликите в тази зависимост могат да бъдат значителни. При фотоумножители с голям диаметър разликите са много по-големи, отколкото при умножители с малки диаметри.

За постигането на добра енергетична разделителна способност на сцинтилационния детектор е необходимо да бъде измерена топографията на експлоатационната чувствителност и чрез подходящо колимиране да се използва само тази част от фотокатода, където чувствителността му е максимална и постоянна.

Коефициент на усилване. Усилването на фотоелектронните умножите-ли се дължи на вторичната емисия от динодите. На всеки от тях се подава напрежение, положително спрямо предшестващия го. За максимално използ-ване на електроните, които квантите светлина избиват от фотокатода, в умножителите обикновено пред първия динод се разполага специална електронно-оптична система, предназначена да фокусира електронния сноп и да намали някои паразитни ефекти. Ефективността на входната камера да събира фотоелектроните зависи от конструкцията ѝ и от разпределението на потенциала на електродите ѝ и на първите диноди.

Оптималното работно напрежение на фотоелектронния умножител зависи както от самия умножител, така и от свързаната с него електроника. При повишаване на напрежението на фотоумножителя се увеличават както усилването му, така и собствените му шумове. Но по-високото напрежение позволява на усилвателя да работи с по-нисък коефициент на усилване, което намалява приноса на неговите шумове. Поради това оптималното работно напрежение трябва да се подбира експериментално. Напрежението на входната камера и на първия динод, по силата на казаното в предния абзац, трябва да остава постоянно. То се указва от фирмата-производител в паспорта на ФЕУ. Затова се препоръчва захранването на входната фокусираща камера и първия динод да става не чрез обикновен делител с постоянни съпротивления (например съпротивлението 2R на фиг. 8.2), а чрез независимо регулируеми потенциометри, или чрез газонапълнени

стабилизитори на напрежение, или ценерови диоди. Подходящите за целта елементи имат малки размери и могат да се монтират непосредствено на цокъла на фотоумножителя заедно с останалия делител.

Коефициентът на усилване k на фотоелектронния умножител е произведение на коефициента на събиране на електроните от първия динод P и коефициентите на усилване на следващите диноди m

$$k = P\,m^{l}, \tag{8.3}$$

където l е броят на динодите.

Коефициентът на усилване m на всеки динод зависи от вида на повърхностното му покритие, формата на динода, енергията на първичните електрони. С повишаване на енергията на падащите електрони броят на вторичните расте, като при 300 ÷ 500 eV достига максимум и след това намалява – електроните с по-голяма енергия започват да избиват вторични електрони по-дълбоко в динода и последните не могат да напуснат повърхността му.

Усилването на фотоумножителя зависи не само от усилването на отделните диноди, но и от ефективното насочване на електроните към следващия динод. Освен от конструкцията, това зависи и от магнитното поле, в което е разположен фотоумножителят. Оказва влияние даже ориентирането му в земното магнитно поле. Влиянието на магнитните полета се намалява силно с поставянето на защитен цилиндричен екран, изработен от метал с висока магнитна проницаемост с дебелина около 1,5 mm. За по-добра защита екранът трябва да излиза на известно разстояние над фотокатода.

Най-добри качества като магнитен екран имат специални сплави с търговско наименование *пермалой*. Трябва да се има предвид, обаче, че пермалоят има посочените в паспорта му качества само след специална термична обработка, които лесно се губят при подлагането му на механични напрежения, дори и в резултат на удар.

В последните години са създадени специални фотоелектронни умножители, които до известна степен са нечувствителни към външни магнитни полета, запазвайки в допустими граници коефициента на усилване и времето за прелитане на електроните. Те се използват главно във физиката на високите енергии, когато сцинтилационният детектор трябва да работи в област на силни магнитни полета.

В практиката коефициентът на усилване се определя като отношението на изходящия ток при осветяване на фотокатода със стандартен светлинен поток (*интегрална анодна чувствителност*, която се изразява в ампери на лумен – A/lm) към интегралната чувствителност на фотокатода:

Интегрална анодна чувствителност =
= интегрална чувствителност на фотокатода X *коефициент на усилване.*

Коефициентът на усилване обикновено е около 10^6, но при висококачествените фотоелектронни умножители може да достига до $10^8 \div 10^{10}$. Интегралната анодна чувствителност достига десетки хиляди ампери на лумен и поради това дори краткотрайното осветяване на фотоумножителя с обикновена дневна светлина при подадено високо напрежение води до изгарянето му.

Зависимостта на анодния ток на фотоумножителя от големината на свет-линния поток, падащ върху фотокатода му, се нарича *светлинна характерис-тика*. В твърде широки граници тя е линейна и не оказва съществено влияние върху използването на фотоелектронните умножители в сцинтилационните детектори. Долната граница на линейността е около 10^{-13} lm и се дължи на наличието на ток на тъмно във фотоумножителя. Горната й граница се опре-деля от "умората" на повърхността на динодите, появяването на пространст-вен заряд в областта на последните диноди и изменението на проводимостта на фотокатода. При поставянето на кондензатори с капацитет 20 ÷ 50 nF успоредно на последните 3 динода се постига задоволително неутрализиране на пространствения заряд и фотоумножителят може да работи нормално при натоварване $(3 \div 5).10^4$ imp/s.

Ток на тъмно. Това е токът, който протича във фотоумножител, напълно защитен от светлината. Този ток създава на изхода му шумови импулси с различна амплитуда. Импулсите на тока на тъмно се пораждат по 5 различни механизма:

- термоелектронна емисия от фотокатода и първите диноди;

- йонна и оптична обратна връзка;
- автоелектронна емисия;
- ток на утечка;
- радиоактивност на конструктивните материали на фотоелектронния умножител.

Най-съществено влияние върху измерванията оказва термоелектронната емисия на фотокатода и първите диноди, тъй като излитащите от тях термоелектрони се усилват както фотоелектроните. Големината i на термоелектронния ток в металите, в зависимост от абсолютната температура T, се определя по формулата на Ричардсън

$$i = a\,T^2 \exp\{-\varphi_0/kT\}\,, \tag{8.4}$$

където a е константа, k – константата на Болцман, φ_0 – отделителната работа. Тъй като за ефективната работа на фотоелектронния умножител фотокатодът и динодите му са покрити със слоеве с ниска отделителна работа, единствената възможност за намаляване на термоелектронната емисия е охлаждането на фотоумножителя. В твърде широки граници при охлаждане амплитудите на изходните импулси остават постоянни или се намаляват незначително, а броят на термоелектронните импулси може да спадне до два порядъка. Долната граница на температурата, до която може да се охлажда умножителят, се определя от повишаването на електричното съпротивление на фотокатода и механичната издържливост на стъклената колба. Тази температура се посочва в паспорта му. Специални фотокатоди за работа при температури до –200 °C се нанасят върху тънки метални слоеве, които осигуряват електропроводимостта на фотокатода. При много високо съпротивление на фотокатода той се зарежда положително поради напускащите го електрони. Това затруднява избиването на следващи фотоелектрони.

Съществено намаляване на термоелектронните шумове при някои фотоумножители се достига дори само с намаляване на температурата на фотокатода им до 0°C; при нужда се прилага охлаждане и до температурата на сух лед или течен азот. Охлаждането на фотоелектронния умножител обаче винаги е свързано с редица технически трудности и поради това към него трябва да се прибягва само в краен случай, когато са изчерпани всички други възможности: подбор на захранващото напрежение, на типа на фотоумножителя

и сцинтилатора, намаляване на шумовете на усилвателя, изменяне типа на експеримента с цел да се използват по-високоенергийни частици. Ако все пак ви се наложи да използвате охлаждаща система, преди да се заемете с изработването ѝ в лабораторията (обикновено с подръчни средства и материали), убедете се, че не е възможно да си доставите фабрична. Редица фирми предлагат такива системи, инженерно пригодени за тази цел.

При стайна температура в резултат на термоемисия от 1 cm^2 антимоново-цезиев фотокатод се излъчват около $n_e = 10^5$ електрона в секунда. Този огромен брой електрони са практически неотличими от полезните фотоелектрони, избити от светлинните кванти, родени при регистрирането на частиците. Наслагвайки се по случаен начин върху фотоелектроните, те влошават работата на сцинтилационния детектор поне по два начина:

- влошавайки разделителната му способност и
- маскирайки слаби светлинни импулси от нискоенергийни елементарни частици.

Оттук следва важен практически извод – сцинтилаторът и фотоумножителят трябва да бъдат с еднакви диаметри, за да се използва цялата площ на фотокатода за регистриране на светлинните импулси и да няма неосветявана площ, от която да излитат само термоелектрони. В литературата се отбелязва, че е трудно да се направи ефективен светопровод с голям входен и малък изходен отвор, за да се концентрира светлината от голям сцинтилатор към малък фотокатод.

При коефициент на усилване k (вж. ф-ла (8.3)) на фотоумножителя, един термоелектрон ще създаде *едноелектронен импулс* с амплитуда U_e

$$U_e = k\,e\,/\,C\,, \tag{8.5}$$

където e е зарядът на електрона, а C – сумарният капацитет между анода и катода, входният капацитет на предусилвателя и паразитният монтажен капацитет. Обикновено амплитудата на едноелектронния импулс е от порядъка на амплитудата на импулс от частица, оставила около 1 keV в сцинтилатора.

Поради случайното излъчване на термоелектроните, възможно е едновременното регистриране в интервал време τ (времето на изсветване на сцинтилатора или разделителното време на фотоелектронния умножител) на няколко от тях, което ще доведе до импулси с по-големи амплитуди $2U_e$, $3U_e$ и

т.н. Тяхната вероятност $p(x)$ може да се определи от Поасоновото разпределение (3.26) със средна стойност $\mu = n_e S \tau$ (S е площта на фотокатода).

В табл. 8.4 са приведени вероятностите $p(x)$ и броят на регистрираните за секунда едно-, дву- и т.н. електронни импулси при типична площ на фотокатода $S = 10^2$ cm и за две разделителни времена: $\tau = 10^{-6}$ s и $\tau = 10^{-7}$ s. Вижда се, че с повишаването на бързодействието на сцинтилационния детектор рязко се намалява броят на шумовите импулси с по-големи амплитуди.

Таблица 8.4. *Вероятност и брой на шумови импулси, съответстващи на едно-, дву- и т.н. електронни съвпадения*

	$\tau = 10^{-7}$ s, $\mu = 0{,}1$		$\tau = 10^{-6}$ s, $\mu = 1$	
x	$p(x)$	N_e, s^{-1}	$p(x)$	N_e, s^{-1}
0	0,905	$0{,}91.10^7$	0,368	$0{,}37.10^6$
1	0,0905	$0{,}91.10^6$	0,368	$0{,}37.10^6$
2	$0{,}45.10^{-2}$	$0{,}45.10^5$	0,184	$0{,}18.10^5$
3	$0{,}15.10^{-3}$	$0{,}15.10^4$	0,061	$0{,}61.10^5$
5	$0{,}75.10^{-7}$	0,75	$0{,}31.10^{-2}$	$0{,}31.10^4$
10	$0{,}25.10^{-16}$	$0{,}25.10^{-9}$	$0{,}10.10^{-6}$	0,10

Друг начин за намаляване на шумовите импулси и на пречещото им влияние при измерване на нискоактивни проби от радионуклиди, излъчващи нискоенергийни частици (типичен пример е анализът на тритий, излъчващ β-частици с максимална енергия 18,6 keV, в природни образци), е да се използват два фотоелектронни умножителя, свързани в схема на съвпадения, наблюдаващи един и същ сцинтилатор. По такъв начин се регистрират само тези импулси, които са се породили от едновременното задействане и на двата умножителя – много по-вероятно е това да е слаба

сцинтилация, отколкото случайно едновременно регистриране на два шумови импулса.

Често пъти с тока на тъмно, дължащ се на термоелектронната емисия, се смесват друг вид шумови импулси, дължащи се на активиране на сцинтилато-ра и фотокатода от дневната светлина. При такова, дори кратковременно, осветяване се създават центрове на активация, които имат период на изсвет-ване часове и дори денонощия. Поради това отварянето на сцинтилацион-ните детектори трябва да се извършва възможно по-рядко. Ако отварянето е необходимо за поставяне на измерваните проби, то трябва да се извършва при пълна тъмнина.

Останалите източници на тока на тъмно се определят от конструктивните особености на фотоумножителите и намаляването им е извън възможностите на експериментатора. Поради това няма да ги разглеждаме по-подробно.

На практика за характеризиране на нивото на шумовите импулси се използва *енергетичният им еквивалент* $E_Ш$, изразяван в keV

$$E_Ш = \frac{U_Ш}{U_{imp}} E, \qquad (8.6)$$

където $U_Ш$ е големината на амплитудната дискриминация на шумовете, при зададена допустима скорост на броене (обикновено 50 imp/s), U_{imp} – амплитудата на импулсите от сцинтилационния брояч при облъчването му с частици с енергия E. Това определение характеризира работата на целия сцинтилационен детектор заедно със следващата го електроника.

В някои случаи е съществено *времето за прелитане* на електроните от фотокатода да бъде постоянно. Това е важно при работата на бързи схеми на съвпадения или при измерване на времето на прелитане в наносекундния диапазон (например на неутрони за определяне на скоростта им). Средноквадратичното отклонение на времето на прелитане обикновено е десетки до 100 ns. Произвеждат се специални бързи фотоумножители за времеви измервания (за сметка на влошаване на някои други параметри), при които това отклонение е 1 ÷ 3 ns.

Материалът на динодите обикновено изгубва емисионните си способности при контакт с въздуха. Обаче се произвеждат специални *електронни*

умножители без фотокатод, които могат да престояват на въздух и да се използват за непосредствено регистриране на електрони. Появиха се и т. нар. *канални електронни умножители* с форма на тънка спираловидна стъклена тръбичка, тип *охлюв*, вътрешната повърхност на която е покрита с материал, имащ голямо електрично съпротивление и голям коефициент на вторична емисия. По такъв начин се осигурява непрекъснат пад на ускоряващото напрежение. С такива електронни умножители е възможно регистрирането на нискоенерегетични електрони (между 100 и 2000 eV). Първични електрони с по-голяма енергия не могат да предизвикат ефективно избиване на вторични електрони при първия удар. По-точно казано вторичните електрони се избиват много дълбоко и не могат да напуснат повърхността.

Стабилност на сцинтилационните детектори

Най-важният експлоатационно-конструктивен параметър на сцинтилационните детектори, характеризиращ постоянството на параметрите им с времето, е *стабилността*. Осигуряването на необходимата стабилност на показанията на сцинтилационните детектори създава големи трудности, тъй като тя зависи от много външни и вътрешни фактори. Най-голям принос в нестабилността внасят фотоелектронните умножители.

Различават се няколко вида нестабилност във връзка с изменението на някой въздействащ параметър.

Изменението на околната температура води до *температурна нестабилност* – промяна на изходните импулси при неизменен входен сигнал. Обикновено за лабораторните прибори се гарантира работен интервал от 10 до 35°C, в който неопределеността на апаратурата се увеличава не повече от два пъти спрямо неопределеността при 20 °C. Въпреки че специално термостатиране обикновено не е необходимо, желателно е да се създават условия, при които температурата да не се изменя с повече от 2 ÷ 3 °C по време на измерванията.

Втори вид нестабилност се дължи на изменение на захранващото напре-жение. Приборите, захранвани с променлив ток от мрежата, обикновено са снабдени със стабилизатори, гарантиращи нормалната им

работа при напре-жения от 185 до 235 V при номинално захранващо напрежение 220 V. Дори при стабилно захранващо напрежение не е излишно поставянето на стабили-затори на променливо напрежение. Задоволителна работа вършат и са лесно достъпни стабилизаторите за телевизори. Трябва да се обръща също така внимание на защитата на приборите от паразитни смущения, постъпващи по електрическата мрежа и електромагнитни смущения в радиочестотния обхват, както и доброто екраниране на фотоелектронните умножители от магнитни полета.

Обикновено проверката на влиянието на различните външни фактори върху стабилността на апаратурата е трудоемка работа и за това е по-лесно вземането на някои предпазни мерки.

Но дори при отстраняването на всички външни фактори остава нестабилност, която се дължи на вътрешни причини. Тяхното внимателно изучаване и планирането на експеримента с отчитането им може да намали рязко грешките в резултатите. Обикновено се различават 3 типа нестабилност:

- относително бързо изменение на параметрите на сцинтилационния детектор в течение на време, късо в сравнение с времето на измерване. Това е така нареченото *време на установяване* и обикновено е от 20 до 30 min от момента на подаване на захранващо напрежение. Но при продължителни прецизни измервания е възможно времето на установяване да достига 1 ÷ 2 денонощия и през това време е необходимо периодично донастройване на измерителната система;
- нестабилност, проявяваща се в течение на работния ден, няколко часа след установяването на стационарен режим;
- бавно, продължаващо месеци, изменение на параметрите на сцинтилационния детектор, наречено *стареене*. То определя времето на живот и съхраняване на детектора.

Изменението на параметрите по времето на установяване и на работния ден обикновено има обратим характер, докато стареенето е необратим процес, водещ до монотонно непрекъснато изменение на характеристиките на детектора.

Изменението на параметрите се дължи главно на умора на фотокатода и динодите. За намаляването ѝ фотоелектронният умножител трябва да се използва в режим на среден аноден ток няколко микроампера. Ако се налага

да се работи при по-високи стойности на анодния ток трябва да се използват фотоумножители с антимоно-цезиеви диноди, които по-добре удовлетворяват изискванията към фотоелектронния умножител при голяма скорост на броене. Най-стабилни са полиалкалните фотокатоди. Нестабилността на изходния сигнал на съвременните фотоумножители се гарантира от заводите-производители под 3 % за 8 часа непрекъсната работа. Фирмите обикновено гарантират срок на служба над 1000 часа и съхраняване до 1 година. На практика при благоприятни условия на експлоатация и съхраняване тези срокове обикновено са няколко пъти по-големи.

Сцинтилаторите като правило са по-стабилни от умножителите, но процеси на стареене се наблюдават и при тях. Това се отнася особено за газовите и твърдите сцинтилатори, някои от които са хигроскопични, напр. NaI(Tl). Нарушаването на херметичността на опаковката на кристал от NaI(Tl) води до бракуването му. Срокът на съхранение е 1 година. Качествата на сцинтилаторите се влошават при продължителното им осветяване с дневна светлина, както и при интензивното им облъчване с йонизиращи лъчения, при което настъпват радиационни дефекти.

В табл. 8.5 са посочени минималните параметри, които трябва да притежават фотоелектронните умножители, за да бъдат годни за различни конкретни приложения. В таблицата са използвани следните означения:

1. Чувствителност; 2. Квантов добив; 3. Минимална анодна чувствителност; 4. Максимален ток на тъмно; 5. Максимален аноден ток; 6. Разсейване на времето на прелитане на електроните.

*ФЕУ трябва да има не повече от 4 imp/s фон. С тритиев стандарт в течен сцинтилатор да осигурява минимум 5 % ефективност.

Таблица 8.5. Минимални параметри на фотоелектронните умножители

Приложения	Минимални параметри на фотокатода		Параметри на ФЕУ			
	1, μA/lm	2,%	3,A/lm	4, μA	5,mA	6,ns
1. α-лъчение, прибори за търсене и сигнализация	15	4	50	1	1	
2. Броячи на α-лъчение	30	8	50	0,1	1	
3. β-лъчение, прибори за търсене и сигнализация	30	8	200	0,1	1	
4. β-лъчение, измерване на енергия	40	10	50	0,1	10	
5. меко β-лъчение	20	8*	50	0,004 *	1	
6. γ-лъчение, броячи с NaI(Tl)	20	5	20	1	1	
7. γ-лъчение, измерване на енергия	40	10	20	1	2	
8. меко γ-лъчение	40	10	50	0,1	10	
9. Точки 1, 3, 6 за преносими прибори	30	8	200	0,1	1	
10. Точки 4 и 7 за анализатори и броячи на бавни съвпадения	40	10	1000	1	50	
11. Неутронни броячи по откатни протони в органични сцинтилатори	40	10	1000	1	50	<15
12. Броячи на бързи съвпадения с Черенковски детектори или при силни смущения	40	10	500	1÷10	50	<5

9. ЯДРЕНА ЕЛЕКТРОНИКА

Електричният импулс, появил се на изхода на един детектор, носи богата информация както за самата частица (вида й, енергията, която тя е предала на детектора, времето на появяването й), така и за взаимодействията й с веществото (в изследвания образец или околните предмети). В същото време в тази информация детекторът е "вплел" и собствените си качества. Задачата на експериментатора е да разчете този ребус и да извлече нужния му отговор от опита, който е поставил.

Незаменим "помощник" му е съвременната ядрена електроника, която приема постъпващите от детектора импулси (понякога един в денонощие, понякога десетки и стотици хиляди в секунда), преобразува ги, сортира ги, анализира ги и предоставя информацията от тях във форма, удобна за експериментатора. Съвременната ядрена електроника е достигнала изключително съвършенство и решава най-фантастични задачи. Въпреки това водещите фирми продължават да разработват и да предлагат на клиентите си ежегодно десетки нови устройства.

Освен от високата цена, изборът на потребителя се затруднява и от това разнообразие, и от рекламното му разкрасяване. Например, ако ви трябва усилвател, каталозите ви предлагат "спектрометричен усилвател", "истински спектрометричен усилвател", "суперспектрометричен усилвател" и т.н. Тук ще се опитаме да систематизираме основните функции на устройствата, принципите на работата им, типичните им параметри.

Ще се абстрахираме от конструктивното им изпълнение. Само ще отбележим, че те се оформят като **самостоятелни прибори** или като **функционални блокове**.

Самостоятелният прибор съдържа всичко необходимо за използването му, конструктивно обединено в обща кутия. Например приборът RFT 20 046 съдържа в себе си усилвател, едноканален анализатор, часовник, преброител, интензиметър, източник на високо напрежение, захранване. Като самостоятелни прибори се оформят и значително по-сложни уреди, включително и многоканални анализатори. Предимства на такава конструк-

ция са компактността й, съгласуваността между отделните й възли, относително по-ниската цена. Недостатък е, че такъв прибор много трудно може да се модернизира и да се разширят възможностите му.

При **блочната конструкция** като отделни блокове се оформят отделни устройства – усилвател, дискриминатор, преброител, схема на съвпадения и т.н. Потребителят купува необходимия му комплект блокове и шаси (което обикновено съдържа захранващия блок) и ги свързва според нуждите на конкретния експеримент. При промяна на поставената задача те могат да бъдат свързани по друг начин, по-подходящ за новото измерване. Освен това блочната система може с относително малко средства непрекъснато да се модернизира. Например, ако първоначално сте купили усилвател с ограничени възможности или просто фирмите са разработили по-съвършен модел, вие можете да си купите само новия усилвател и да замените стария. По този начин ще подобрите цялата си система.

Първоначалната цена на една блочна система е по-висока, отколкото на компактен прибор със същите възможности и качества. Но ако в продължение на много години вие използвате тази система и постепенно я модернизирате, това може да ви излезе по-евтино, отколкото ако през това време трябва да купите 2 – 3 нови самостоятелни прибора, за да поддържате измерителния си комплекс на ниво. Но реализирането на такава икономия зависи от правилно избраната стратегия, добре дефинирана дългосрочна научна тематика на лабораторията и стабилно редовно финансиране.

Допълнително преимущество на блочната система е и възможността да се подмени дефектирал блок и да не се прекъсва започнатия експеримент. Това, заедно с по-лесното поддържане на еднотипни блокове, повишава времето за използване на апаратурата в лабораторията. От друга страна, блочната апаратура обикновено е по-тежка и с по-големи размери от еквивалентен самостоятелен прибор и поради това е по-неудобна, ако често се налагат полеви измервания.

Специфични проблеми създава съгласуването на отделните блокове, особено ако се купуват от различни фирми. Съществуват международни стандарти за електричните параметри и механичните размери на блоковете, които трябва да осигуряват взаимозаменяемостта на идентични блокове, произведени от различни фирми. Обаче не е изключено да купите най-хубавия детектор и предусилвател, който в момента се предлага на

световния пазар от една фирма, от друга – най-качествения усилвател, а от трета – прекрасен аналогово-цифров преобразовател. Но сглобеният от тях много-канален анализатор показва недопустима нелинейност на енергетичната калибровка. Рядко някоя лаборатория разполага с необходимото оборудване да установи причината за това, а към която и от трите фирми да се обърнете с рекламация, ще ви се отговори, че нейният блок е идеален, а причината за вашите проблеми са блоковете на другите две фирми. Не случайно в последните години някои фирми отказват да продават поотделно полупроводникови детектори и предусилватели за тях, а предлагат комплекти, в които предусилвателят е съгласуван не само за типа на детектора, но и към конкретния детектор.

В последните десетилетия международно се наложиха две системи блочна ядрена електроника – NIM и CAMAC.

Стандартът **CAMAC** (**C**omputer **A**pplication to **M**easurement **A**nd **C**ontrol – приложение на компютър за измерване и управление), както се вижда от съкращението, е ориентиран към автоматизирани системи, работещи под непрекъснато компютърно управление. Приборите по стандарта CAMAC се изработват като отделни функционални блокове, всеки от които изпълнява сравнително проста операция. Стандартът уеднаквява начина на управление и предаване на информацията и размерите на отделните блокове.

Размерите на всеки блок са височина 221,5 mm (8,75"), дълбочина 305,0 mm (12") и ширина 17,2 mm (0,7"). Могат да се изработват и по-широки блокове – 2, 3, 4, 6, 10, 12 пъти по-широки от нормалния, с единична ширина, блок.

Тези блокове се поставят в стандартна касета (крейт), побираща 25 блока с единична ширина, от които крайните два са управляващи. Електрическите съединения между блоковете се осъществяват чрез 68-контактни съединители (куплунги) на магистралата, разположена в дъното на крейта.

Магистралата има 3 групи кабели:

- проводници, към които паралелно са свързани съответните контакти на всички съединители в касетата,
- индивидуални проводници, съединяващи всеки изпълнителен блок с блока за управление, които осигуряват адресацията на отделните изпълнителни блокове и приемат техни заявки,

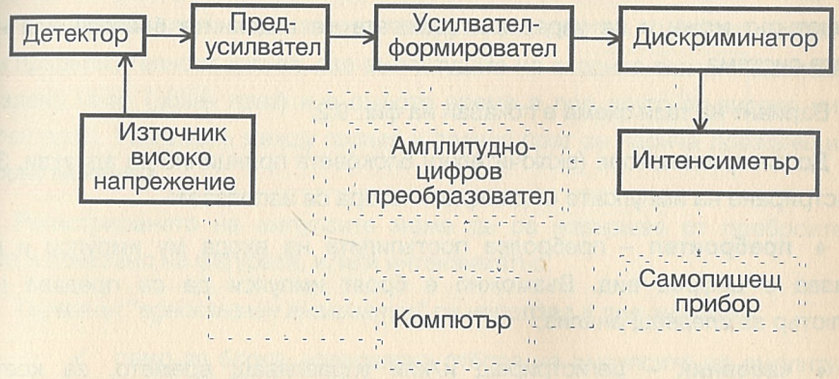
- захранващи проводници.

В задната част на касетата е монтиран източникът на захранване, осигуряващ стабилизирани напрежения ± 6 V и ± 24 V.

Стандартът **NIM** (**N**uclear **I**nstrumentation **M**odule – модул за ядрен прибор) е ориентиран към аналоговото обработване на сигналите. Счита се, че усилвателите и аналогово-цифровите преобразователи в NIM са по-качествени от съответните CAMAC поради по-малкото тактови импулси, които създават по-малко смущения. Но в последните години се забелязва уеднаквяване между блоковете,изработени и по двата стандарта. Единичният NIM-блок има точно ширината на двоен CAMAC-блок и някои фирми предлагат касети, в които могат да се поставят едновременно блокове и от двата стандарта. Също така все по-често NIM-блоковете могат да се управляват от компютри, така наречените **CCNIM** (**C**omputer-**C**ontrolled **N**uclear **I**nstrumentation **M**odules – компютърно управляван модул за адрен прибор).

БЛОК-СХЕМА НА ЯДРЕНА АПАРАТУРА

Блок-схемата на най-простата апаратура, регистрираща ядрени лъчения, е показана на фиг. 9.1.



Фиг. 9.1. Блок-схема на ядрена апаратура с интензиметър

Тя се състои от:

♦ **детектор на ядреното лъчение**, който превръща енергията, оставена от йонизиращата частица в активния обем на детектора, в електричен импулс. Някои типове детектори бяха разгледани в глави 6, 7 и 8;

♦ **източник на високо напрежение** – осигурява напрежението, необходимо за работата на детектора;

♦ **предусилвател** – преобразува високоомния импеданс на изхода на детектора в нискоомен, така че сигналът да бъде предаден с минимални загуби по сравнително дълъг коаксиален кабел до останалите блокове на апаратурата;

♦ **усилвател-формирователь** – усилва и формира по подходящ начин сигналите от предусилвателя за по-ефективна обработка;

♦ **дискриминатор** – създава стандартен по форма, амплитуда и продължителност сигнал, ако амплитудата на входния сигнал надвишава зададено ниво (*праг на дискриминатора*);

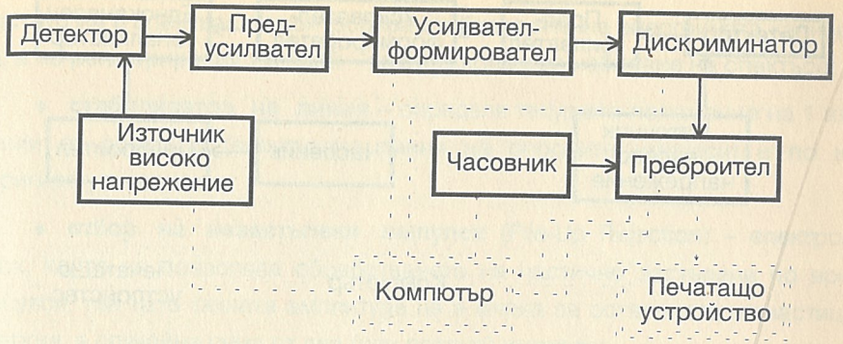
♦ **интензиметър** – изработва и показва със стрелкови прибор напрежение, пропорционално на средната скорост на постъпване на импулси на входа му. Сигналът от интензиметъра може да бъде непрекъснато записван от самопишещ уред за документиране на показанията или чрез АЦП (*аналогово-цифров преобразовател*) да се запомня в компютър за последващ анализ. Тези блокове са показани с пунктирни линии. Компютърът може и да управлява работата на отделните блокове или на цялата система.

Вариант на тази схема е показан на фиг. 9.2.

До дискриминатора (включително) блоковете принципно са еднакви. За регистриране на импулсите от дискриминатора се използват:

♦ **преброител** – преброява постъпилите на входа му импулси и ги показва в цифров вид. Възможно е броят импулси да се предава на компютър за следващ анализ;

♦ **часовник** – регистриращ и/или управляващ времето, за което преброителят брои импулсите.



Фиг. 9.2. Блок-схема на ядрена апаратура с преброител

Могат да се използват и двата варианта за показване на регистрираните импулси: чрез интензиметър и чрез преброител. В някои прибори за търсене на радиоактивни замърсявания се добавя и звукова индикация – пропукване при всеки импулс, създаден от дискриминатора. Това е удобно, тъй като човек свиква с нормалната скорост на пропукване от естествения фон и реагира дори при малкото й увеличаване, без да е зает непрекъснато с наблюдаване на показанията на прибора.

Следващото усъвършенстване е показано на фиг. 9.3, където вместо дискриминатор е използван

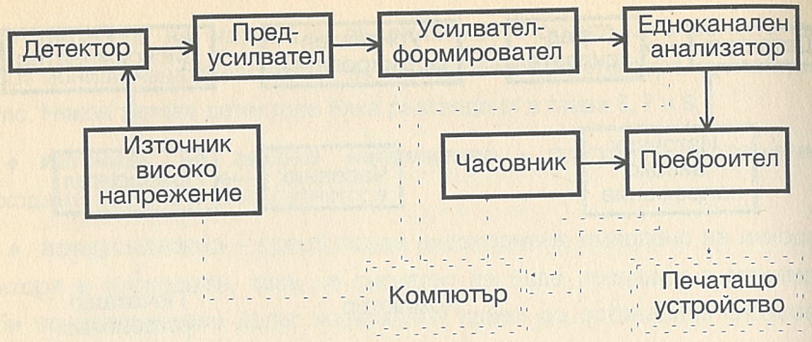
♦ **едноканален анализатор** – създава стандартен по форма, амплитуда и продължителност сигнал, ако амплитудата на входния сигнал надвишава зададено ниво (*долен праг*) и в същото време е под друго по-високо ниво (*горен праг*). Разликата между горния и долния праг се нарича *прозорец* или *ширина на канала*.;

Регистрирането на импулсите може да се извършва от преброител, както е показано на фигурата, и/или интензиметър.

Терминът "*едноканален анализатор*" се използва в две значения:

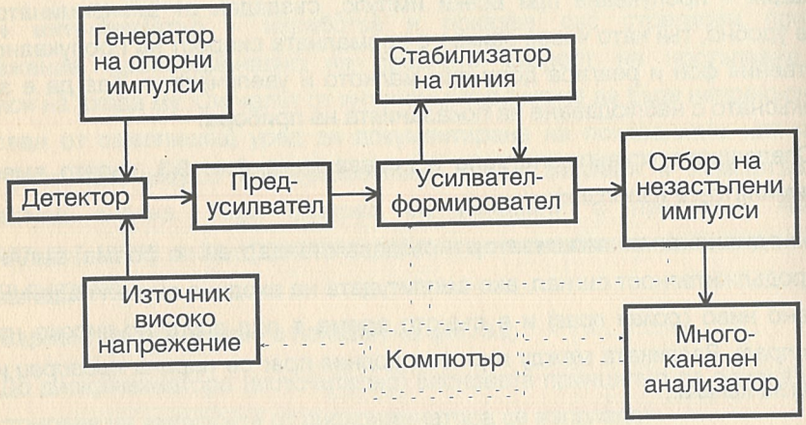
✓ само за блока, извършващ отбора на импулсите по амплитуда (както по-горе), или

✓ за целия комплекс, показан на фиг. 9.3.



Фиг. 9.3. Блок-схема на едноканален анализатор

Още един вариант на измерителна апаратура, използващ многоканален анализатор, е показан на фиг. 9.4.



Фиг. 9.4. Блок-схема на апаратура с използването на многоканален анализатор

Освен описаните по-горе блокове, в нея са включени и:

♦ **генератор на опорни импулси** – подава импулси със строго определена амплитуда и честота в детектора или на входа на предусилвателя. По

мястото им в спектъра се контролира стабилността на енергийната калибровка, а по регистрирания им брой – живото време за набиране на спектъра;

♦ **стабилизатор на линия** – определя текущото положение на 1 или 2 линии от спектъра (евентуално линии на опорните импулси) и по него коригира усилването;

♦ **отбор на незастъпени импулси** (Pile-Up Rejection) – електронен блок, който не позволява обработването на частично застъпени по време импулси, тъй като тяхната амплитуда не е мярка за оставената от частицата енергия, а случайна сума от два (или повече) импулса;

♦ **многоканален анализатор** – определя номера на канал, пропорционален на амплитудата на импулс, постъпил на входа му. В преброителя, съответстващ на този канал, се добавя единица.

Източник на високо напрежение

За различните типове детектори на заредени частици са необходими силно различаващи се по параметрите и качествата си източници на високо напрежение. Самият термин "високо напрежение" не е много точен, защото в някои случаи се касае само за няколко волта. В англоезичната литература се употребява Bias Supply или Bias Voltage, в буквален превод "отместващо (опорно) захранване (напрежение)".

Типични изисквания към напрежение и ток за различни детектори са:

	Напрежение, V	Ток
Токови йонизационни камери	10 ÷ 100	< 1 μA
Импулсни йонизационни камери	до 1500	< 1 μA
Пропорционални броячи	до 1500	< 1 μA
Нисковолтни Гайгер-Мюлерови броячи	390	< 1 μA
Високоволтни Гайгер-Мюлерови броячи	1300 ÷ 1500	< 1 μA

Сцинтилационни детектори	500 ÷ 2000	5 mA
Полупроводникови детектори на:		
заредени частици	до 500	< 1 μA
фотони	до 5000	< 1 μA

За детектори, които изискват захранващо напрежение до 20-ина волта и слаб ток е удобно да се използват батерии, които осигуряват сравнително стабилно напрежение без пулсации и минимални високочестотни смущения. Обаче фирмите предпочитат да използват по-скъпите стабилизатори.

Освен на номиналните параметри по напрежение и ток (които изискват съответните детектори), при закупуване или разработване на високоволтни източници трябва да се обръща много сериозно внимание и на други допълнителни параметри:

♦ *полярност на напрежението.* Различни конструкции, дори на един и същ тип детектори, изискват различна полярност. Напр. според някои заеменият фотокатод на фотоумножителите ("+" активен, "–" заземен) дава известни предимства по отношение на шума и разделителната способност. Тази схема на свързване обаче изисква високоволтов разделителен кондензатор между анода на ФЕУ и входа на предусилвателя. За да се "икономиса" този кондензатор често се използва схема със заземен анод ("+" заземен, "–" активен). Поради това възможността за лесно превключване на полярността на напрежението е много важно предимство.

♦ *стабилност на напрежението.* С изключение на Гайгер-Мюлеровите броячи и някои прости токови йонизационни камери, всички останали видове детектори изискват много добре стабилизирано напрежение. При пропорционалните броячи и сцинтилационните детектори от стабилността на захранващото напрежение много силно (като експоненциална функция) зависи стабилността на усилването, и оттам – на енергетичната калибровка (при спектрални измервания) или на регистрирания брой импулси (в броячен режим поради ефективно изменение на прага на дискриминатора). При полупроводниковите детектори големината на изходящите импулси зависи

слабо от напрежението, но от него зависи големината на активния обем на детектора.

Обикновено в проспектите се привеждат 3 съставящи на стабилността:

а. от напрежението, захранващо блока високо напрежение;

б. от околната температура – напр. ± 0,005 %/°C в интервала 0 до 50 °C;

в. дълговременна стабилност – при постоянни захранващо напрежение и околна температура – напр. ± 0,01 %/h, ± 0,03 %/24h след 30 min предварително подгряване (среща се и 0,001 %/24h).

Общата нестабилност на напрежението, от която зависи работата на детектора, а оттам – и на цялата апаратура, е сума от тези 3 съставящи. Експериментаторът трябва да е много внимателен към проспекти, в които не е отбелязана някоя от тях. Авторът е срещал проспект, в който широко се хвали изключително висока стабилност по отношение на захранващото напрежение. Простата сметка показа, че тази съставяща е наистина много малка при възможните най-големи отклонения на захранващото напрежение в лабораторията и по-малка от нестабилността, дължаща се на 2 ÷ 3 °C изменение на околната температура!

♦ *филтрация и високочестотни наводки.* Всеки източник на високо напрежение използва трансформиране на нисковолтово променливо напрежение във високоволтово и последващо изправяне и филтриране. Обикновено се привежда като *шум* (noise) – типични стойности 2 mV или 0,0002 %.

В съвременните прибори обикновено се използва високочестотно (до няколко десетки килохерца) променливо напрежение, което не създава проблеми с филтрирането. По-опасни са високочестотните наводки от острите, главно цифрови, импулси в апаратурата, близко разположени УКВ и телевизионни предаватели, тиристорни управления на мотори и осветление. Поради това е желателно непосредствено до детектора да се поставя допълнителен RC или LC филтър, като се използват по 2 кондензатора – един с голям капацитет (който обаче лошо пропуска високочестотните съставящи поради собствената си индукция) и втори високочестотен. Такива филтри често се монтират непосредствено в кутията на предусилвателя.

♦ *автоматика.* Зарядочувствителните предусилватели, които задължително се монтират след полупроводниковите детектори, изгарят при рязко подаване или сваляне на напрежението на детектора. Поради това

съвремен-ните източници на високо напрежение са снабдени с устройства, които плав-но подават или намаляват напрежението. Ако има опасност от спиране на то-ка следва да се предвиди голямокапацитетен кондензатор, който да не поз-волява бързото падане на напрежението. Компютърното управление на стой-ността на напрежението е полезно и при използване на стабилизация на сцинтилационните спектрометри. Полезен е и датчик, който да сваля напрежението на детектора, ако експериментаторът е допуснал свършване на течния азот.

Генератор на опорни импулси

Импулсните генератори се използват много широко за проверка на работоспособността и настройката на ядрена апаратура или отделни блокове и елементи от нея. Разнообразието на импулсите, които се използват в съвременната електроника, налага създаването на сложни универсални генера-тори, които изработват импулси с различна форма (правоъгълни, триъгълни, трионообразни, имитиращи импулси от различни типове детектори), амплиту-да и честота. В някои случаи се създават и случайни (или псевдослучайни) по амплитуда и честота импулси за проверка на времевите характеристики на апаратурата. Често се налага и използването на специализирани генератори, осигуряващи много висока точност на определен параметър на импулсите – напр. честота (за проверка на часовниците) или амплитуда.

Тук ще се ограничим с разглеждането на генератори за точни амплиту-ди, използвани за стабилизиране на спектрометричните трактове (фиг. 9.4).

При използването на сцинтилационни детектори най-често изборът е между 2 варианта:

♦ електричните импулси с точна амплитуда чрез светодиод създават светлинни импулси, които се регистрират от фотокатода на ФЕУ. По този начин се контролира целият спектрометричен тракт, с изключение на сцинтилатора, за който се приема, че обикновено е много по-стабилен от останалите елементи на апаратурата;

♦ електричните импулси се подават на входа на предусилвателя – извън контрол остават и фотоелектронният умножител и източникът на високо напрежение, което не позволява пълното контролиране на спектрометричния тракт.

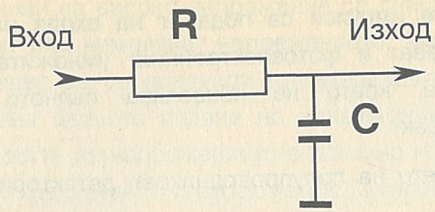
При използването на полупроводникови детектори се използва само вторият вариант.

Генераторите за прецизни по амплитуда импулси обикновено използват живачно реле с мрежова честота (50 Hz в Европа, 60 Hz в САЩ) или собствен генератор с честота около 70 Hz. Температурната стабилност е по-добра от 0,001 %/ °C, дълговременната стабилност – 0,0015 %. Обикновено амплитудата на изходящите импулси се регулира с нелинейност < ± 0,25 %. Максималната амплитуда е между 1 и 10 V. С генератор с изходяща амплитуда 10 V може да се проверява пряко и аналогово-цифровият преобразовател (АЦП, ADC). При избора следва да се обръща внимание и на вградения делител на амплитудата. Привидна е простотата, че делител може да се направи лесно от 2 съпротивления. Той значително ще отстъпва на фабричните по точност (в тях обикновено се използват съпротивления с точност под 0,2 % – подбирането на подходящи двойки от съпротивления с по-лоша точност не осигурява температурна стабилност), по честотна зависимост и по отразени импулси.

Някои генератори са снабдени с два вида съгласуватели на кабелите (терминатори) – по напрежение или по количество електричество (за калибриране на зарядочувствителни предусилватели).

Интензиметър

Основният елемент на един интензиметър е *интегрираща RC верига*, кондензаторът на която C се зарежда постоянно за всеки постъпил импулс количество електричество и непрекъснато се разрежда през съпротивлението R.



Предполага се, че приборът, който следи изхода, е с безкрайно голямо съпротивление. Поради това напрежението на кондензатора (което е същото и на изхода) се определя от напрежението на входа. Когато се появи импулс, през съпротивлението R започва зареждане на кондензатора C. След края на импулса напрежението на входа става 0 и кондензатора C започва за се разрежда през съпротивлението R.

Важна характеристика за интегриращата верига е *времеконстантата ѝ* $\tau = R.C$. Ако на входа ѝ постъпват равномерно импулси с постоянна скорост, напрежението на изхода ѝ експоненциално се приближава към постоянна стойност. За практически цели се приема, че за време $(3 \div 4)\tau$ то се установява достатъчно точно при изменение на скоростта на попадащите импулси от 0 (липса на импулси) до измерваната скорост.

Скоростта на импулсите от йонизиращото лъчение, обаче, не е постоянна, а има Поасоново или Гаусово разпределение. Статистическата съставяща на неопределеността е еквивалентна на време на броене τ. Поради това стрелката на интензиметъра непрекъснато се колебае около някакво средно положение с толкова по-малка амплитуда, колкото е по-голяма времекон-стантата, но също толкова по-бавно се установява до новото си равновесно положение след изменение на радиационната обстановка.

Основни характеристики и параметри (добри) на един интензиметър са:

Времеконстанта – от 0,03 s (за измерване на силни потоци) до около 30 s (при измерване на сравнително малка скорост на постъпващите импулси, напр. от естествения радиационен фон); по-големи времеконстанти са трудно достижими от електронна гледна точка, а и не са удобни за оперативна работа, тъй като показанията се установяват няколко минути след изменение на интензивността на лъчението);

Обхват на измерване – от 10 до 10^6 имп/s, разделен на няколко подобхвата (най-често в отношение 1:3:10) при използване на линейна скала или един общ логаритмичен обхват. В приборите за търсене на радиоактивни замърсявания понякога скалата е разграфена направо в единици доза (или експозиция) или повърхностно замърсяване. Те са валидни само при използването на строго определен "щатен" детектор. В този случай към статистическите и неопределеностите, изброени по-долу, следва да се добавят и неопределеностите, свързани с детектора – енергийна зависимост на ефективността, геометрия на измерване, стабилност на детектора, мъртво време на детектора;

Мъртво време (собствено на интензиметъра) – < 100 ns, водещо до съставящи на неопределеността < ± 1 % при скорост на броене под 3.10^5 имп/s;

Температурна нестабилност – < ± 0,05 %/ °C;

Нелинейност – от ± 0,15 % при ниски скорости на броене до ± 1,5 % при високи;

Неопределеност на аналоговия изход – < ± 2,5 % ;

Неопределеност на калибровката – < ± 2 % от пълната скала.

Някои по-модерни интензиметри имат допълнителни възможности, напр. значително отместване на нулата, което позволява като "лупа" да се отчитат малки изменения в скоростта на броене (това не намалява повечето съставящи на неопределеността) или смяна на времеконстантата – малка за грубо бързо установяване на показанията при рязко изменение на скоростта на импулсите и по-голяма за по-точно отчитане при малки изменения.

Преброител

Съвременните преброителите са електронни, като броенето се извършва десетично от микросхеми, съставени от подходящо свързани тригери. В миналото се използваха и много други варианти, които вече рядко се срещат и с тях няма да се занимаваме.

Обикновено преброителите се произвеждат с капацитет 10^6 – 1 имп. Преброените импулси се показват на 6-цифров екран със 7-сегментни цифри. За повечето приложения това е достатъчно. За специални цели могат да се намерят и с по-голям, и с по-малък капацитет. Максималната скорост на броене достига 100 000 000 имп/s (често се изразява в мегахерци – 100 MHz). Следва да се има предвид, че това е скоростта на импулси, които могат да бъдат преброени без загуба, когато са равномерно разпределени (на равни интервали). Тъй като импулсите от ядрените детектори са случайно разпределени във времето, тяхната средна скорост, за да бъдат преброени без съществени загуби от мъртво време, следва да бъде поне на 1 порядък (10 ÷ 30 пъти) по-малка. Практически няма преброители, които сами да извършват поправка за пропуснатите импулси.

Времето за броене може да се задава ръчно (чрез натискане на Старт и Стоп бутони, понякога обединени в един) или чрез електронни импулси, постъпващи на съответни входове на преброителя. Някои преброители са снабдени и с отделен вход Врата (Gate), чрез която да се блокира броенето при определени условия и/или с обратен (реверсен) вход за изваждане от вече преброен брой импулси. Важно е преброителят да има индикация за препълване, когато е преброил повече от капацитета си импулси.

Обикновено преброителите (както и интензиметрите) са предназначени за регистриране на стандартни импулси с амплитуда ± 5 V или повече и поради това входовете им не са чувствителни към шумове. Произвеждат се, обаче, и с чувствителност примерно 0,1 V, обикновено снабдени с дискриминатор. Настройката на дискриминатора може да доведе до грешки както от непреброяване на истински импулси, така и от преброяване на шумови импулси като истински.

За точната работа на един преброител са важни и изискваните от него характеристики на входните импулси: полярност (ако на вход, изискващ положителни импулси, се подават отрицателни, преброителят може да сработва по положителните им "опашки", но не винаги); продължителност на импулса; стръмност на предния и задния му фронт; минимално време между два импулса, за да бъдат преброени поотделно.

За много от преброителите, оформени като самостоятелни блокове или в CCNIM стандарт като допълнителна опция фирмите предлагат интерфейси RS-232-C и/или IEEE-488 за свързване към печатащо устройство или

компютър. Още при купуването на преброителя трябва еднозначно да се реши ще бъде ли полезен за лабораторията такъв интерфейс за автоматизирането на някои измервания. Отлагането на решението и по-късно му купуване обикновено създава определени проблеми при монтирането му, а по-често след 1 – 2 години фирмата вече не произвежда закупения модел преброител и съответно интерфейс към него.

Часовник

Това е преброител, на входа на който се подават импулси с определена честота. Ако тези импулси са от кварцов генератор точността е много висока – типична неопределеност по-малка от ± 0,0005 % и температурна нестабилност по-малка от ± 0,0002 %/ °C. Ако се използва друг тип генератор, неопределеността може да достигне 0,1 %. В най-простите прибори се използва мрежовата честота, която в Западна Европа (50 Hz) и САЩ (60 Hz) е стандартизирана и се поддържа с достатъчна за много рутинни измервания стабилност. В България, обаче, честотата 50 Hz е твърде условна.

Добър за ядрено-физични измервания часовник почти задължително трябва да има:

- електронни входове Старт/Стоп;
- да изработва Старт/Стоп импулси за управление на преброител или друга апаратура след изтичане на ръчно (чрез превключватели) или по електронен път зададено време. Динамичният диапазон между най-малкото и най-голямото измервано или задавано време трябва да бъде над 5 порядъка (срещат се прибори и с 9 порядъка). В зависимост от предназначението това време може да бъде в микро- и милисекундния диапазон или секунден и нагоре диапазон (1 денонощие = 86 400 s). Разширява възможностите и на наличието на вход "Врата" за временно блокиране на часовника – например да отчита само живото време или други особености на експеримента.

Удобно е, когато в един блок са събрани 2 или 4 преброителя и генератор на времеви импулси. За икономия те могат да използват един

превключваем дисплей. Тогава в зависимост от нуждите те могат да се използват като:

♦ 4 самостоятелни преброителя на импулси от различни източници, времето на броене на които се командва външно;

♦ 1 часовник и 3 самостоятелни преброителя, командвани от часовника;

♦ 2 часовника и 2 преброителя – всеки часовник командва единия преброител или единият часовник командва двата преброителя, а вторият осигурява някакъв интервал време между последователните периоди на брое-не, необходимо примерно за предаване на показанията на преброителите на печатащо устройство (или компютър) или за смяна на проба и други изменения в условията на опита.

Предусилвател

В някои прости прибори, използващи Гайгер-Мюлерови броячи или сцинтилационни детектори, когато кабелът за връзка с усилвателя е сравнително къс, предусилвателят може да липсва. При повечето прибори, особено спектрометри, той е задължителен и от неговите качества до голяма степен зависи качеството на целия прибор.

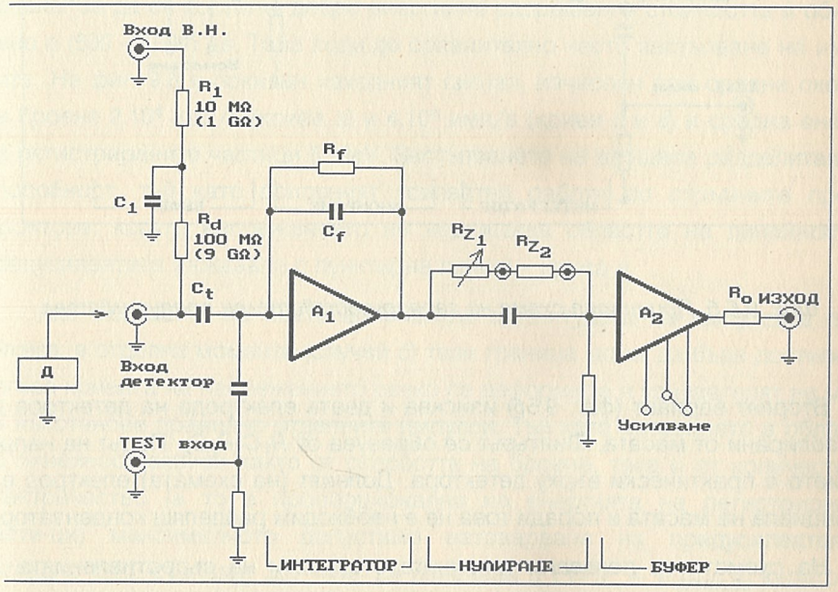
Във всеки детектор заредената частица създава определено количество разноименни токови носители, пропорционално на енергията, която тя оставя в активния му обем. След известно преобразуване тези заряди създават на изхода на детектора електричен импул,съдържащ количество електричество Q и с амплитуда $U = Q/C$, където C е сумата от собствения капацитет на детектора и монтажния капацитет.

При пропорционалните броячи и сцинтилационните детектори този капацитет е добре дефиниран и поради това за мярка на енергията, оставена от частицата, може да се използва напрежението U. За това след тях, както и след Гайгер-Мюлеровите броячи (при които големината на импулса не зависи от първичната йонизация) се използват емитерни повторители с 2 или 4 транзистора или операционни усилватели с подходящи обратни връзки.

Тяхното предназначение е да превърнат импулса от детектора, който е с високо изходно съпротивление в нискоомен импулс, който с минимални загуби да се предаде до основния усилвател.

При полупроводниковите детектори, независимо от типа и конструкцията им, капацитетът не е добре дефиниран. Той зависи от дебелината на обедненатa зона, която от своя страна зависи от приложеното напрежение, и от входния капацитет на полевия транзистор на входа на предусилвателя. За да се използват потенциалните възможности на ППД за добра енергийна разделителна способност се налага да се измерва количеството електричество, събрано на изхода на детектора. Поради това се използват т.н. *зарядочувствителни предусилватели*.

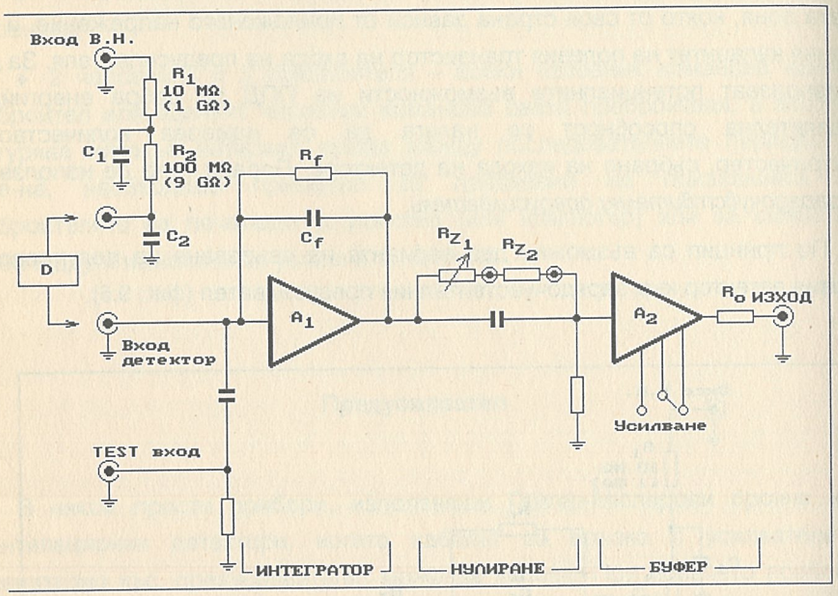
По принцип са възможни два варианта на свързване на полупроводниковия детектор към зарядочувствителния предусилвател (фиг. 9.5).



Фиг. 9.5 а. Принципна схема на зарядочувствителен предусилвател

При варианта, показан на фиг. 9.5*а* високото напрежение преминава през филтър, образуван от съпротивлението R_1 и кондензатора C_1, и

товарното съпротивление R_d . Кондензаторът C_t пропуска променливотоковия импулс от детектора, а предпазва входа на предусилвателя от високото напрежение. То практически цялото е приложено в тази точка, поради много високото съпротивление на детектора.



Фиг. 9.5 б. Принципна схема на зарядочувствителен предусилвател

Вторият вариант (фиг. 9.5*б*) изисква и двата електрода на детектора да са изолирани от масата. Филтърът се образува от $R_1C_1R_2C_2$. Падът на напрежението е практически върху детектора. Долният (на схемата) електрод е с потенциала на масата и поради това не е необходим разделящ кондензатор.

На схемата са показани типичните стойности на съпротивленията за неохлаждаем детектор, а в скоби – за охлаждаем. Обърнете внимание на големите им стойности. Това определя високите изисквания към изолаторите, на които са монтирани, и чистотата им. След няколко годишна експлоатация от влагата, праха, цигарен дим техните повърхности се замърсяват. За възстановяване на изолационните им качества, а оттам – и на качествата на детектора, се налага почистването им. Тази операция,

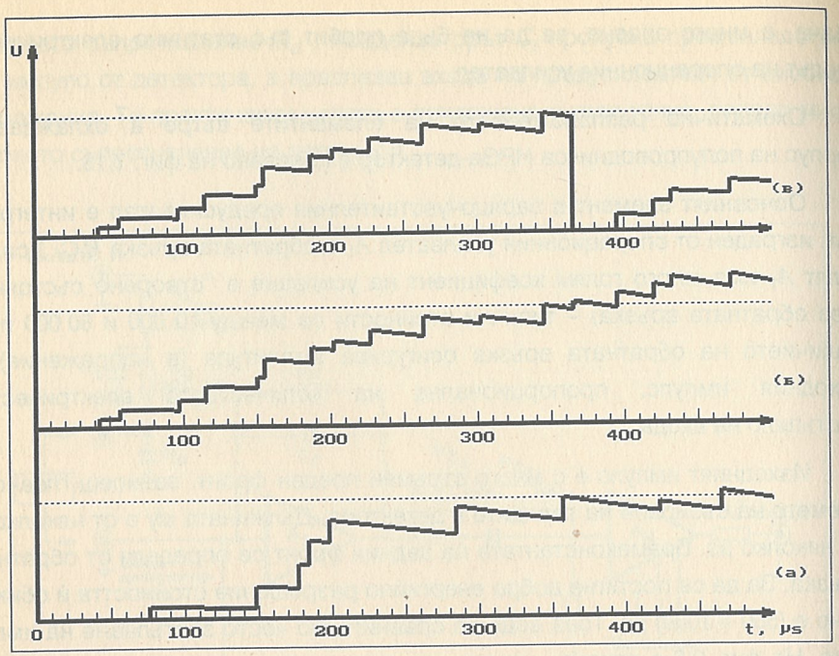
обаче, е много опасна, за да не бъде пробит със статично електричество входът на операционния усилвател.

Схематично разположението на елементите вътре в охлаждаемия корпус на полупроводников HPGe-детектор е показано на фиг. 7.13.

Основният елемент в зарядочувствителния предусилвател е интеграторът, изграден от операционния усилвател A_1 с обратната връзка R_fC_f. Усилвателят A_1 има много голям коефициент на усилване в "отворено състояние" (без обратната връзка) – типични стойности са между 10 000 и 80 000 пъти. Наличието на обратната връзка осигурява амплитуда (в напрежение) на изходния импулс, пропорционална на количеството електричество, постъпило на входа.

Изходният импулс е с много стръмен преден фронт, зависещ главно от времето на събиране на зарядите в детектора. Дължината му е от няколко ns до няколко μs. Времеконстантата на задния фронт се определя от обратната връзка. За да се постигне добро енергийно разрешение стойността ѝ обикновено е (500 ÷ 1000) μs. Това води до сравнително често застъпване на импулсите. На фиг. 9.6 е показан изходният сигнал, изчислен при средна скорост на броене 2.10^4 имп/s (крива *а*) и 4.10^4 имп/s (криви *б* и *в*) и средна енергия на регистрираните частици 5 MeV. Застъпването не влошава разделителната способност, тъй като основният усилвател работи по стръмните предни фронтове, когато напрежението не надвишава областта на линейност на предусилвателя (показана с пунктирна линия) – крива *а*.

Ако скоростта на постъпване и/или амплитудата на импулсите е по-голяма, в отделни моменти (случай *б*) тази граница може да бъде достигната. Тогава кривата на напрежението рязко се деформира и усилвателят не може да възстанови правилно отделните импулси. Тъй като оставането в областта на линейност зависи както от скоростта на броене, така и от количеството електричество (а то е пропорционално на енергията на регистрираните части-ци) максималното допустимо натоварване на предусилвателите, съгласно IEEE-стандарт 301-1988, се означава с ECRP = $E.r_{max,dc}$ където E е енергията в MeV, а $r_{max,dc}$ е максималната скорост на броене в имп/s. Тя се изразява в единици MeV/s. Тези разсъждения са верни за т.н. *директно, правотоково свързани* детектор и предусилвател (означавано с индекса *dc*), показни на фиг. 9.5*б*.



Фиг. 9.6. *Типична форма на изходните импулси от зарядочувствителен предусилвател*

За *променливотоково свързване* (индекс *ac*, фиг.9.5*а*) се използва величината $E^2CRP = E^2.r_{max,ac}$.

Повишаване на скоростта на броене може да се постигне с намаляване на съпротивлението на обратната връзка R_f , като се влошава разделителната способност. Друго решение е заменянето на обратната връзка от пасивни R_fC_f елементи с активна, изработваща кратък импулс, нулиращ изхода на предусилвателя когато се наближи границата на линейност. Това са т.н. *импулсно нулирани предусилватели* в два варианта – с транзистор и светодиод. Последните се използват главно при регистриране на нискоенергийно Ro- и γ-лъчение с енергия до 30 keV при изключително ниско ниво собствени шумове – около 100 eV.

За намаляване на шумовете при използване на охладени детектори понякога входният полеви транзистор и обратната връзка се монтират в

капсулата на детектора и също се охлаждат. Шумовете на предусилвателя значително се увеличават, ако детекторът има голям собствен капацитет. Поради това предусилвателите се специализират за оптимална работа по отношение капацитета на детектора.

Интеграторът е свързан с изходния буфер чрез веригата за нулиране. Съпротивлението R_{z1} често е на цокъл, за да може лесно да бъде извадено и да се прекъсне тази верига. При ниски скорости на броене с детектори с голям ток това може да подобри разделителната способност.

Буферният усилвател има сравнително малък коефициент на усилване, често регулируем на 2 – 3 стъпки. Той се проектира и настройва за оптимално разрешение по енергия – т.н. *E*-изход, *енергиен изход*. Понякога се използва и втори буфер *T*-изход, *времеви изход*, за точно фиксиране момента на появяване на импулса – с точност няколко ns.

Изходното съпротивление R_0 служи да съгласува импеданса на коаксиалния кабел. Обикновено американските фирми монтират R_0 =93 Ω за разпространените там 93-омови кабели. В България са разпространени 50-омови кабели. Несъгласуваността между изходното съпротивление и импеданса на кабела води до появяването на отразени импулси. Понякога те не са съществени – при дължина на кабела до няколко метра и микросекундна електроника те попадат в мъртвото време за обработване на основния импулс и не се регистрират. Но при използването на наносекундна техника могат да бъдат самостоятелно регистрирани. За избягването им трябва заедно с предусилвателя да се купи и кабел с подходяща дължина или да се поръча предусилвател с 50-омов изход.

Усилвател-формирователь

Основно предназначение е импулсите от предусилвателя (с амплитуди от десетки mV от полупроводниковите детектори и пропорционалните броячи до части от волта от сцинтилационните) да бъдат усилени до 5 ÷ 10 V, необходими за по-нататъшното обработване. Не по-малко важна е, обаче, и

втората функция – да формира импулсите, да им придаде подходяща за следващия анализ форма.

Съвременната електроника разполага с богат набор пасивни и активни средства за създаване на импулси с нужната форма. Универсална "най-добра" форма няма.

За амплитуден (енергиен) анализ теоретичните оценки показват, че оптимална е триъгълната форма на импулса. Тъй като тя се постига трудно, обикновено се използва "*близка до Гаусовата форма*". Импулсът може да бъде положителен или отрицателен. Преминаването му през кондензатор води до натрупване на заряди. Затова при високи скорости на броене се предпочитат *биполярни* импулси – с положителна предна, работна част и почти равна по площ отрицателна опашка. Освен че такъв импулс не пренася заряд, той е сравнително по-къс.

Формирането на импулса се извършва последователно от пасивни или активни диференциращи и интегриращи вериги, които се характеризират с времеконстанти τ_{dif} и τ_{int} . Те се привеждат в проспектите (ако са фиксирани за дадения модел) или диапазона, в който могат да се регулират от експериментатора. Като общо правило при по-големи стойности разделителната способност е по-добра; при по-малки се повишава скоростта на броене при допустимо влошаване на разделителната способност. Оптималните стойности на времеконстантите зависят съществено и от типа на използвания детектор.

Времето за събиране на зарядите в един детектор, освен от типа на детектора и редица конструктивни особености на даден тип детектор и условия на използването му, зависи и от мястото на първичната йонизация. При сравнително къси времеконстанти (примерно под 2 μs) от него зависи стръмността на предния фронт на импулса, а оттам – и големината на диференцирания импулс. Този ефект е известен като *балистичен дефицит*. За намаляването му се използват по-сложни схеми, известни като *формирователи с управляем интегратор* (*Gated-Integrator Pulse Shaping*).

При формирането на импулса остава известна сравнително дълга опашка, която не носи полезна информация. Близко следващ втори импулс може да се насложи върху нея и тогава амплитудата му няма да бъде точно определена. За намаляване на грешката се използва верига за *нулиране на полюса*, която бързо възстановява нулевото ниво след импулс. На английски

се нарича *Pole-Zero Cancelation*, тъй като се използва нулиране за отстраняване на полюсите в математическото представяне с комплексни променливи. В по-простите прибори тази верига се състои от допълнително многооборотно променливо съпротивление (тример), което се настройва, като с осцилоскоп се наблюдава формата на импулсите на изхода на усилвателя. В по-сложните прибори се използва автоматично настройване.

При правотоковото свързване на отделните стъпала на усилвателя (особено при високи скорости на броене) се наблюдава отместване на правотоковото ниво. За бързото му връщане към 0 се използват активни *възстановители на нулата* (*Baseline Restorer*).

При избор на усилвател следва да се обръща внимание на наличието на тези системи, като при това трезво да се оценява, дали в конкретните условия те са необходими. Не бива да се забравя, че те значително оскъпяват усилвателя. Много фирми наблягат на това, че даден модел има най-добро отношение *възможности/цена*. Експериментаторът обаче трябва да съобрази, дали предлаганите възможности реално ще подобрят решаването на задачата му и дали останалото му оборудване ще позволи да ги използва пълноценно.

За всеки усилвател са много важни параметрите на стабилността му. Обикновено привежданите в проспектите стойности изглеждат много малки. Напр. температурна нестабилност 50 ppm/°C = $5.10^{-5}.°C^{-1}$ изглежда прекалено добра. Но за линия, намираща се около 4000-ния канал при температурна разлика 20 °C (проявяваща се например при полеви измервания) отместването на линията ще бъде

$$5.10^{-5}.4.10^{3}.20 = 4 \text{ канала}$$

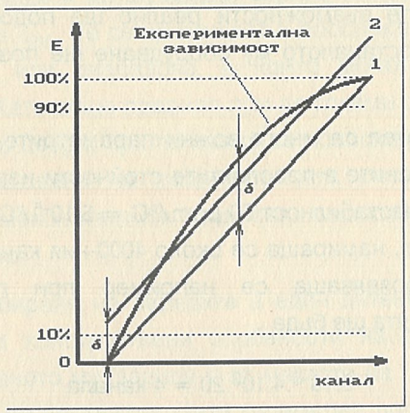
– почти цяла ширина на линия от германиев детектор, ако спектрометърът е настроен за целия енергиен интервал 0 ÷ 3 MeV на природната радиоактивност.

Друга важна съставяща на стабилността е "*претоварваемостта*" на един усилвател – способността му да запазва коефициента на усилване (мястото на линията) и разделителната способност (ширината на линията) при промяна на натоварването (средната скорост на усилваните импулси). Няма стандартизирани критерии – обикновено се привежда изменението на коефициента на усилване и ширината на линията при промяна на

натоварването от сравнително ниска скорост на броене (обикновено няколкостотин или няколко хиляди имп/s) до пределната, при която според фирмата влошаването на параметрите е в допустими граници.

За специални цели се произвеждат и т.н. "*усилватели с лупа (отместване на нулата)*" (Biased Amplifiers). Те се използват за по-прецизно изследване само на част от спектъра. Например в целия динамичен диапазон на усилвателя от 0 до 10 V се разполагат импулсите, съответстващи на 100 до 150 mV от предусилвател с динамичен диапазон от 0 до 500 mV.

Под *динамичен диапазон* се разбира максималната амплитуда на импулсите, при които се запазва пропорционалността между амплитудите на входните и изходните импулси с зададена точност. Тя се характеризира с *интегралната нелинейност* – максималното отклонение от линейната зависимост между амплитудата на изходните импулси и амплитудата на входните, изразено в проценти (фиг. 9.7).



Фиг. 9.7. *Определяне на интегралната нелинейност*

Следва да се обръща внимание какво разбира производителят под горното определение. Експерименталната зависимост между енергията и амплитудата на съответните импулси (номера на канала) е показана с плавна крива. Тя може да има и по-сложна форма. В някои случаи за "идеална" зависимост се приема права (права 1 на фигурата), минаваща през две

точки, избрани за начало и край на диапазона. Те могат да бъдат или действителните начало и край на диапазона, или да се намират на известно разстояние (най-често на 10 % и 90 % от диапазона). Използва се и второ тълкуване – "идеалната" права се прекарва по метода на най-малките квадрати (също през целия диапазон или само част от него). Очевидно е, че за един и същ прибор интегралната нелинейност по второто определение ще бъде поне 2 пъти по-малка, отколкото ако се оцени съгласно първото. Обикновено най-голяма е нелинейността в началото и края на диапазона – малкото му стесняване може да доведе до значително "подобряване" на нелинейността.

При добрите усилватели интегралната нелинейност обикновено е под 0,05 %.

Стабилизатор на линия

Това са устройства (самостоятелни блокове или конструктивно обединени с усилвателя) които поддържат енергетичната калибровка на спектрометъра постоянна. Общият принцип е, че стабилизаторът следи често мястото на една или две линии и променя някой параметър на спектрометричния тракт, така че тези линии да остават на предварително зададеното им място.

Ако се следи мястото само на една линия, тя се избира в горния край на спектъра и се променя коефициентът на усилване. В този случай не се контролира отместването на "нулата на спектрометъра" – канал с номер 0 да съответства на енергия 0 и определянето на енергията на началните канали не е надеждно. Ако се следят две линии, едната се избира близо до началото на спектъра, а втората – в горния му край. В този случай се поддържат постоянни както нулата на спектрометъра, така и коефициентът на усилване.

Ако в спектъра има една или две добре изразени линии, най-добре е те да се използват за опорни. Опорните линии могат да бъдат и създадени изкуствено:

при сцинтилационни детектори:

♦ от вграден в сцинтилатора подходящ чист α-източник. Енергията на α -частиците е около 5 MeV, но поради много голямата си йонизираща способност те създават импулси с амплитуда, съответстваща на около 3 MeV

γ-кванти (вж. Г. 8 "Сцинтилационни детектори"). Тази амплитуда обикновено е извън областта на природната активност. Мястото на линията е удобно, контролира се целият спектрометричен тракт, вкл. и детектора. Въпреки че α-частиците обикновено създават импулси само в споменатата област, този тип сцинтилатори имат слабо повишен над естествения фон в целия диапазон и поради това не са подходящи за измерване на ниски активности;

- чрез светлинни импулси от фотодиод, захранван от генератор на импулси с точна амплитуда. Контролира се целият спектрометричен тракт без сцинтилатора. Обикновено последният е достатъчно стабилен, поради което не се влошава качеството на стабилизацията. Лесно се създават импулси с две различни амплитуди за осигуряване на пълна стабилизация. По време на опорните импулси може да се блокира основният анализатор и те не се появяват в апаратурния спектър. Системата е относително скъпа, тъй като трябва да бъде монтиран светодиод с добър оптичен контакт с фотокатода на фотоелектронния умножител, без да се нарушава оптичният му контакт със сцинтилатора;

- електронни импулси с точна амплитуда, които се подават на входа на предусилвателя. Извън контрол остава целият детектор, което влошава качеството на стабилизация. Системата е по-евтина от тази със светлинни импулси, като притежава останалите й силни качества.

При полупроводниковите детектори се използва само последният вариант с импулси с точна амплитуда.

Мястото на линията може да се определя с различни методи. Най-често се използват два едноканални анализатора, настроени с равни прозорци от двете страни на линията около половината на височината й, където тя е най-стръмна. При сцинтилационни детектори анализаторите обикновено са аналогови; при полупроводникови – цифрови. Импулсите от двата анализатора се подават на преброител с два входа, единият от които е с обратно броене (реверсивен).

Стабилизацията се свежда до поддържане на нулев брой импулси в преброителя. Тя може да се извършва в самия стабилизатор, в който е вграден собствен усилвател с коефициент на усилване около 1, като се променя или само коефициентът на усилване, или и нулата му при използването на две стабилизиращи линии или чрез управление на основния усилвател. Само при сцинтилационни детектори може да се използва

управление на високото напрежение. Рядко се използва управление на аналогово-цифровия преобразовател.

Многото комбинации от споменатите варианти определят голямото разнообразие в предлаганите блокове за стабилизация на енергетичната калибровка и подсказват, че универсален метод не се е наложил. При избора експериментаторът трябва да обръща сериозно внимание на използвания метод за определяне мястото на опорната линия. Описаният по-горе вариант работи задоволително със силна, добре отделена линия. Ако линията е слаба, статистическото разсейваяне на импулсите от двата анализатора може да доведе до непрекъсната промяна на енергетичната калибровка и "размазване" на спектъра. Ако линията е върху стръмна подложка, центърът й ще е отместен спрямо средата на двата анализатора. Трябва да се изясни и какво ще бъде поведението на стабилизатора при наличието на друга линия в съседство с опорната. Какви мерки са взети за да се избегне "прескачане" на стабилизацията?

Съвременната електроника с полупроводникови детектори е достатъчно стабилна и поради това рядко се използват стабилизатори. При дълговремен-ни измервания със сцинтилационни детектори обаче те са много полезни.

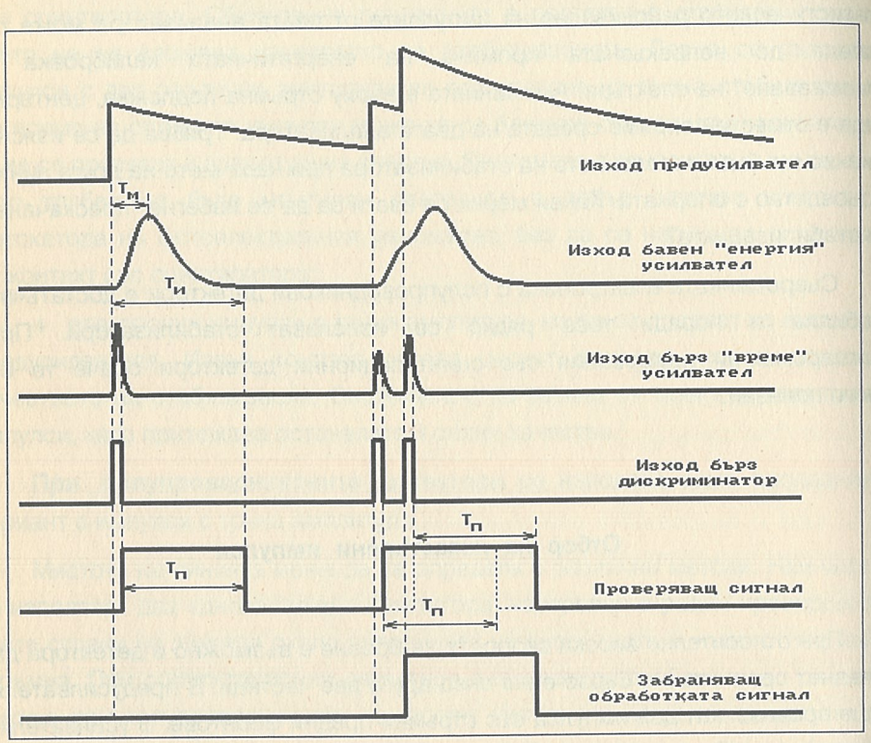
Отбор на незастъпени импулси

При относително високи скорости на броене е възможно в детектора да попаднат сравнително бързо една след друга две частици. В предусилвателя те ще предизвикат два импулса със стръмни предни фронтове. В усилвателя, обаче, ще се формира един импулс, чиято амплитуда, освен от амплитудите на двата импулса, ще зависи силно и от времето между тях. Така появилият се импулс ще се регистрира в произволен канал на апаратурния спектър, като увеличава непрекъснатото разпределение и маскира слаби линии на пълно поглъщане на енергията. Отстраняването на подобни случайно сумирани импулси се извършва от *устройство за отбор на незастъпени импулси* (Pile-Up Rejector). Принципът на действието му се илюстрира от диаграмата на импулси, показана на фиг. 9.8.

На най-горната графика са показани импулси от изхода на предусилвателя. Вляво е единичен импулс, а вдясно – два близки по време импулса. Те постъпват на входовете на два усилвателя-формирователя:

♦ бавен, който формира сравнително продължителен импулс, подходящ за по-нататъшно точно определяне на амплитудата му;

♦ бърз, който точно определя момента на постъпване на импулса, но губи прецизността за определяне на амплитудата му.



Фиг. 9.8. *Диаграма на импулсите в устройство за отбор на незастъпени импулси*

Изходът на бързия усилвател се следи от бърз дискриминатор, който отделя шумовете и изработва кратък импулс при постъпването на достатъчно голям импулс. При всеки импулс от бързия дискриминатор се изработва

проверяващ импулс с продължителност малко по-голяма от дължината на импулса от бавния усилвател. Ако по време на проверяващия импулс се появи нов импулс на изхода на бързия дискриминатор:

♦ удължава се продължителността на проверяващия импулс;

♦ изработва се специален импулс, който забранява обработването на импулса от бавния усилвател-формирователь.

От принципа на действие се вижда, че устройството за отбор на незастъпени импулси има удължаващо се мъртво време (вж. гл. 3 "Поасоново разпределение"). При голяма скорост на постъпващите частици е възможно толкова значително отхвърляне на застъпени импулси, че реалната скорост на броене да се окаже по-ниска, отколкото при значително по-ниско нато-варване на детектора. Една междинна мярка е да се намали времеконстан-тата на усилвателя. Следващото от това влошаване на разделителната способност може дори да се компенсира от намаляването на застъпващите се импулси. Генералното решение е да се обмисли нова схема на измерването, така че да се гарантира нужната точност без претоварване на измерителния тракт. Методът на "грубата сила" чрез закупуване на нова, по-бързодействаща и по-скъпа апаратура, рядко е успешен.

Дискриминатор

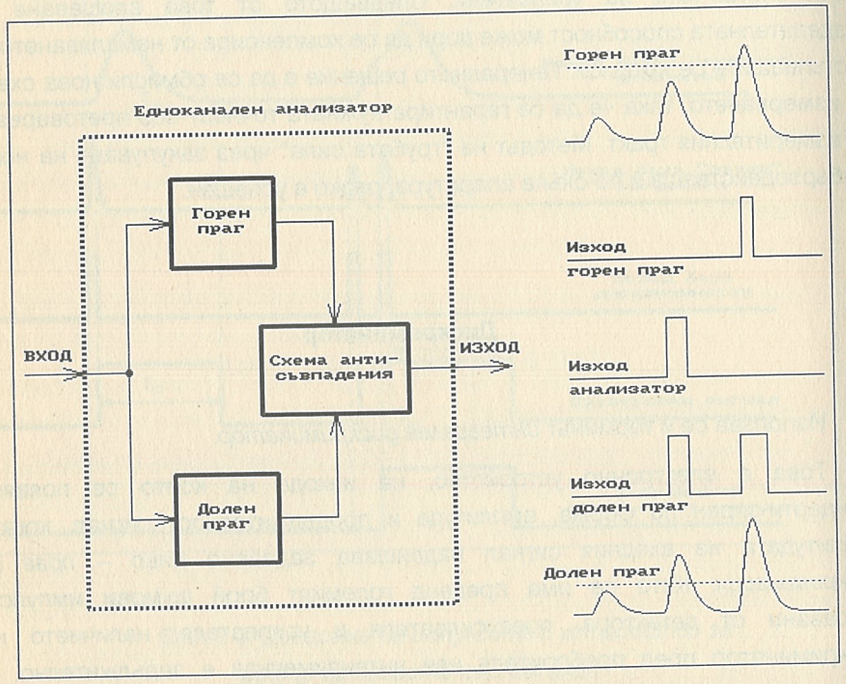
Използва се и терминът *интегрален дискриминатор*.

Това е електронно устройство, на изхода на което се появява стандарти-зиран по форма, амплитуда и продължителност сигнал, когато амплитудата на входния сигнал надвишава зададено ниво – *праг на дискриминация*. Като се има предвид големият брой шумови импулси, създавани от детектора, предусилвателя и усилвателя, наличието на дискриминатор пред преброителя или интензиметъра е задължително. В много случаи това са съвсем прости вериги, понякога без възможност за регулиране на прага на дискриминация. Но за правилното тълкуване на резултатите от измерването винаги трябва да се държи сметка за присъствието им.

Но има и случаи, когато дискриминаторите са твърде сложни устройства, пред които се поставят много строги изисквания. Както и при усилвателите, те се специализират на "бавни" (работещи с импулси с дължина от части от μs до десетки μs) за точно определяне на амплитудата на импулса и "бързи" за импулси с дължина ns за точно определяне на момента на появяване на импулса.

Едноканален анализатор

Използва се и терминът *диференциален дискриминатор*. Състои се от два бавни дискриминатора и схема за антисъвпадения (фиг. 9.9).



Фиг. 9.9. *Блок-схема и диаграма на импулсите в едноканален анализатор*

Праговете на двата анализатора обикновено са свързани. Експериментаторът има възможност да задава стойността на долния праг и разликата между двата прага – *прозорец на анализатора*, *ширина на канала*.

Постъпилият на входа на анализатора импулс се разклонява и насочва към входовете на двата дискриминатора. Ако амплитудата му надвишава съответния праг, дискриминаторът произвежда стандартен импулс, който попада на единия от входовете на схемата на антисъвпадения. Тя произвежда изходен импулс само когато само на единия й вход е постъпил импулс.

В разгледания вдясно пример долният праг се надвишава от втория и третия импулс, а горният – само от третия. Условието за изработване на импулс от схемата на антисъвпадение са изпълнява само от втория импулс, чиято амплитуда е между долния и горния праг. Амплитудата на изработения импулс **не зависи** от амплитудата на входния. Амплитудата на входния импулс е мярка за енергията, оставена от частицата в детектора. Самото наличие на импулс на изхода на едноканалния анализатор показва, че частицата е оставила енергия в интервал, пропорционален на праговете на дискриминаторите.

С помощта на едноканален анализатор може да бъде измерен апаратурният спектър, като за едно и също време се броят импулсите, създадени от едноканалния анализатор при различни прагове и постоянна ширина на канала. Това не е особено рационален метод, тъй като през един период на броене се отчитат само тези импулси, които са между праговете. Всички останали се губят.

Освен сравнително ниската си цена, едноканалният анализатор има и някои силни страни, при чието умело използване могат да се решат много задачи. По принцип едноканалният анализатор има сравнително късо мъртво време и може да се използва за измерване на интензивни потоци лъчение. При несложни спектри е възможно със сравнително широк прозорец да се обхване цялата енергийна област, която ни интересува. Разбира се, винаги е необходимо да се помни, че всички нестабилности в енергетичната калибровка на предходните устройства се сумират с нестабилностите на праговете на самия анализатор.

Подобни на дискриминаторите и едноканалните анализатори са *линейните схеми на пропускане* (Linear Gate), които пропускат входния сигнал без изменения, ако амплитудата му удовлетворява условията на праговете. Това се използва, например, за да се намали натоварването на многоканалния анализатор, като му се подават само импулсите от интересуващ ни енергиен интервал.

Многоканален анализатор

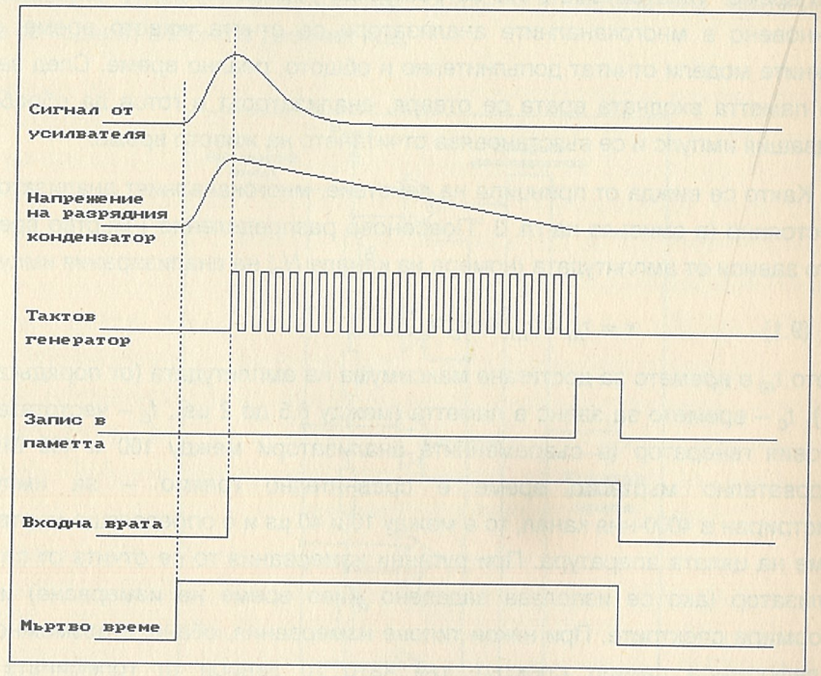
За разлика от едноканалния анализатор, който отделя импулс със зададена амплитуда между A и $A+\Delta A$ (ΔA е ширината на канала) и го преброява, а останалите се губят, *многоканалният анализатор* определя амплитудата на всеки постъпил на входа му импулс и го кодира – определя номера на канала, в който да се добави единица (да бъде отчетен). Кодиращата система е известна под името *аналогово-цифров преобразовател АЦП* (Analog-to-Digital Converter ADC).

В крайна сметка резултатът от работата и на двата типа анализатори е един и същ – непрекъснатото разпределение на амплитудите на импулсите се превръща в дискретно, като получаваме *хистограма* на това разпределение. Разликата е, че за времето, през което едноканалният анализатор брои импулсите в един канал, многоканалният анализатор ще преброи същите импулси в този канал, но едновременно с това ще преброи и импулсите във всички други канали. Като се има предвид, че в съвременните многоканални анализатори броят на каналите е няколко хиляди, е очевидно много по-бързото натрупване на спектър с нужната ни статистическа неопределеност.

Това предимство се заплаща със значително усложняване на прибора, най-малкото той трябва да съдържа толкова преброителя, колкото канала има. Тези преброители се осъществяват като част от паметта на една микропроцесорна система. Необходима е и визуализираща система, най-често електронно-лъчева тръба или екран с течни кристали. Многоканалният анализатор съдържа тези 3 основни системи – АЦП, хистограмна памет и визуализираща система. Обикновено аналоговият тракт (детектор, предусилвател, усилвател-формировател) не се разглежда като част от многоканалния анализатор. Към цифровата част може да се добави и изчислителна система за обработка на апаратурния спектър и входно-изходни устройства – клавиатура, връзка с персонален компютър, постоянна памет (дисково устройство) и/или печатащо устройство.

В последните години все по-често се използват и *многоканални буфери* – АЦП и хистограмна памет, които се свързват към персонален компютър.

Характерният елемент на един многоканален анализатор или буфер е аналогово-цифровият преобразовател. За рутинни измервания най-често се използва АЦП тип Уилкинсън (Wilkinson). Неговото действие е илюстрирано на фиг. 9.10.



Фиг. 9.10. *Диаграма на импулсите в АЦП тип Уилкинсън*

На входа на АЦП има линейна врата, която пропуска постъпилият импулс. Той зарежда специален *разряден кондензатор*. *Пиков детектор* следи напрежението на входния импулс и в момента, когато то достигне максималната си стойност, затваря линейната врата. От този момент разрядният кондензатор започва да се разрежда от *генератор на ток*, осигуряващ линейното намаляване на напрежението му. От същия момент започва да работи и *тактов генератор*, който произвежда тактови импулси с постоянна честота до момента, в който напрежението на разрядния кондензатор

достигне 0. По този начин броят на тактовите импулси е пропорционален на амплитудата на импулса и той определя номера на канала на хистограмната памет, в който да бъде добавена 1. За тази операция е необходимо известно време, осигурявано от специален сигнал. С появяването на импулса се изработва и сигнал "мъртво време", който спира работата на часовника за живо време. Така автоматично се осигурява корекция за мъртвото време. Обикновено в многоканалните анализатори се отчита живото време. По-сложните модели отчитат допълнително и общото, реално време. След запис в паметта входната врата се отваря, анализаторът е готов да обработи следващия импулс и се възстановява отчитането на живото време.

Както се вижда от принципа на действие, многоканалният анализатор е с постоянно (в смисъла на гл. 3 "Поасоново разпределение") мъртво време, което зависи от амплитудата (номера на канала N_c) на анализирания импулс

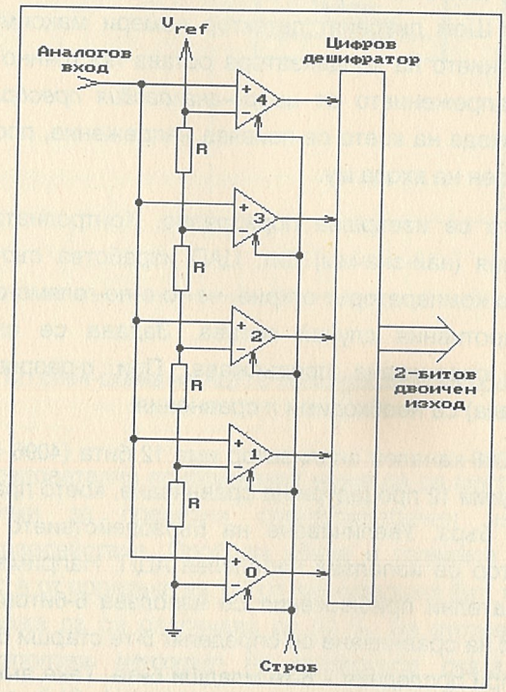
$$\tau = t_m + t_m + N_c/f_c \,, \qquad (9.1)$$

където t_m е времето за достигане максимума на амплитудата (от порядъка на 1 μs), t_c – времето за запис в паметта (между 0,5 до 2 μs), f_c – честотата на тактовия генератор (в съвременните анализатори между 100 и 400 MHz). Следователно мъртвото време е сравнително голямо – за импулс, регистриран в 4000-ния канал, то е между 10 и 40 μs и е определящо мъртвото време на цялата апаратура. При рутинни измервания то се отчита от самия анализатор (ако се използва зададено живо време на измерване) и не деформира спектрите. При някои типове измервания, обаче, е възможно да се деформира самият спектър, тъй като то зависи от големината на амплитудата на регистрираните импулси.

Съществена характеристика на АЦП е *диференциалната нелинейност* – нееднаквост на ширината на отделните канали. При АЦП тип Уилкинсън диференциалната нелинейност е под 1% за 99 % от пълната скала, но поради голямото си мъртво време те не са подходящи за високи скорости на броене.

Най-високо бързодействие има *паралелният АЦП* (Flash ADC), чиято блок-схема е показана на фиг. 9.11. Състои се от голям брой *компаратори*, които имат два входа, означени с "+" и "–". На изхода на компаратора се появява импулс, ако напрежението на "+" входа надвишава напрежението на "–" входа. Опорното напрежение U_{ref} се дели равномерно от делителя, съставен от съпротивленията R. Входният аналогов импулс постъпва едновременно на "+" входовете и тези компаратори, при които надвишава

съответната им част от опорното напрежение, изработват изходен сигнал когато пиковият детектор установи максимума на импулса и изработи строб-импулс. Така всеки компаратор работи като интегрален дискриминатор и участва (с изключение на първия и последния) в два едноканални анализатора – на единият е горен праг, а на следващия – долен. В показаната схема 5-те компаратора образуват 4 анализатора, чиито номера ще се кодират в 2-битов двоичен код.



Фиг.9.11. *Принципна схема на паралелен АЦП*

Цифровият дешифратор изработва двоичен код, който определя в кой номер анализатор е попаднал импулса. Например ако са сработили компаратори с номера от 0 до 3, а компаратор 4 не е сработил, на изхода на цифровия дешифратор ще се появи код 11 (двоично, което съответства на 3 десетично).

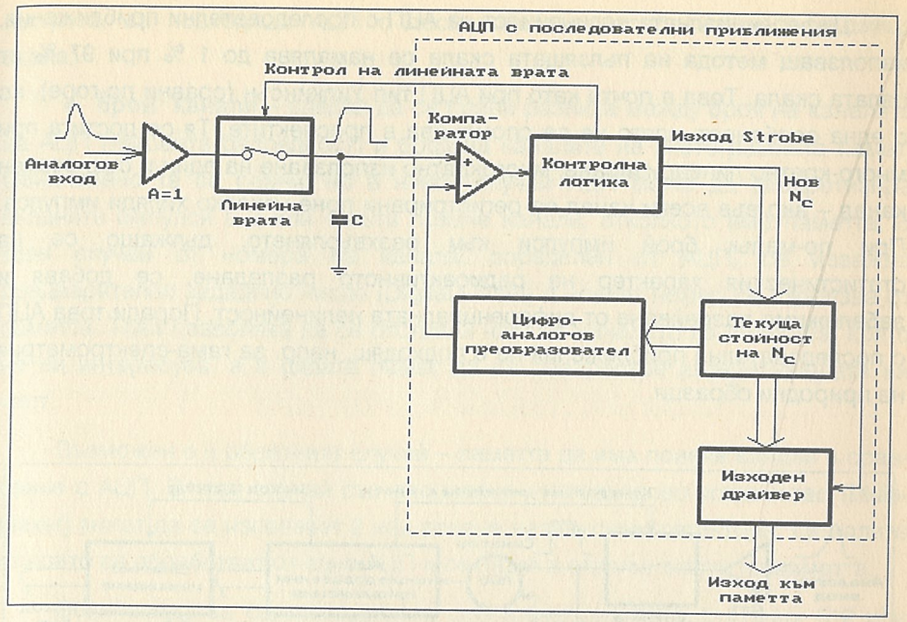
Бързодействието на паралелния АЦП е в областта на наносекундите. Обаче диференциалната им нелинейност е много лоша, а и с повишаването

на броя на каналите рязко се усложнява апаратурата. Поради това паралелният АЦП рядко се използва самостоятелно.

Друг тип е *АЦП с последователни приближения* (или *поразрядно претегляне*, Successive-Approximation ADC), чиято блок-схема е показана на фиг. 9.12. Докато амплитудата на входния импулс (преминал през буферния усилвател с коефициент на усилване $A = 1$) нараства, линейната врата е отворена (ключът, който илюстрира действието ѝ, е включен) и се зарежда кондензаторът C. Щом пиковият детектор намери максимума, вратата се затваря. Напрежението на кондензатора остава постоянно и компараторът го сравнява с напрежението от *цифро-аналоговия преобразовател ЦАП* – устройство, на изхода на което се появява напрежение, пропорционално на цифров код, подаден на входа му.

Сравняването се извършва поразрядно. Контролната логика задава първо 1 в старшия (най-значим) бит, ЦАП изработва съответстващото му напрежение и ако компараторът открие, че то е по-голямо от импулса, битът се нулира. В противния случай остава. Задава се следващия бит и процедурата на сравняване продължава. При n-разряден АЦП (който осигурява 2^n канала) са необходими n сравнения.

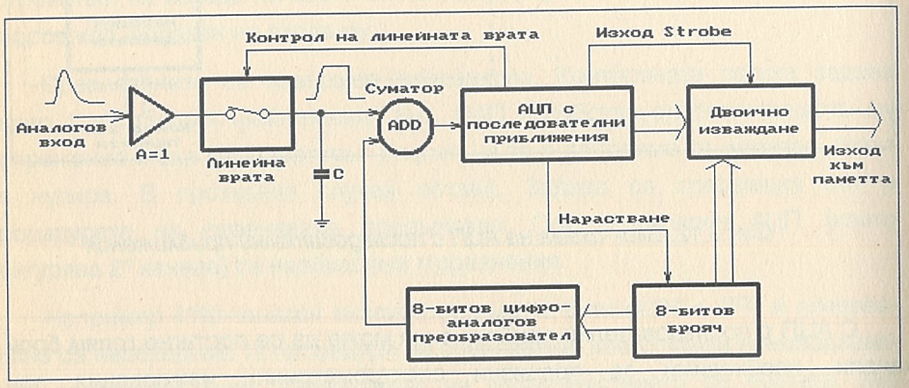
Например 4096-канален анализатор има 12 бита ($4096 = 2^{12}$) и следователно са необходими 12 процедури на сравняване, което прави преобразователя достатъчно бърз. Увеличаване на бързодействието се постига, ако вместо компаратор се използва паралелен АЦП. Например ако в 16-битов АЦП с последователни приближения се използва 6-битов паралелен АЦП, при първия цикъл на сравняване се определят 5-те старши бита, при втория – следващите 5 и при последния – 6-те младши бита. Така вместо 16 цикъла на сравняване се правят само 3.



Фиг.9.12. *Блок-схема на АЦП с последователни приближения*

С АЦП с последователни приближения може да се постигне голям брой канали, необходими за прецизни спектрометрични измервания при задоволително бързодействие. Проблем обаче е голямата диференциална нелинейност, която е от порядъка на 1/2 от най-младшия бит, т.е. ширината на съседни канали може да се различава до 50 %. За отстраняване на този недостатък се използва *методът на плъзгащата скала* (Sliding Scale Linearization) – фиг. 9.13. Централният елемент е АЦП с последователни приближения. Входната верига е както на фиг. 9.12. Но преди да попадне в АЦП, в суматора ADD към импулса се добавя напрежение, изработено от 8-битов ЦАП, съответстващо на определен брой канали от 0 до 255. АЦП с последователни приближения определя фиктивен номер на канала, който се превръща в реалния след двоичното изваждане. При следващия импулс се добавя 1 от 8-битовия брояч. Така импулси с еднаква амплитуда се анализират в различни канали. Това води до усредняване на ширината на всеки 256 съседни канала.

Диференциалната нелинейност на АЦП с последователни приближения, използващ метода на пълзящата скала се намалява до 1 % при 97 % от цялата скала. Това е почти като при АЦП тип Уилкинсън (сравни по-горе), но с една особеност, която не се споменава в проспектите. Тя се достига при много-кратно линеаризиране, многократно използване на един и същ реален канал – ако във всеки канал са регистрирани поне няколко хиляди импулса. При по-малък брой импулси към разхвърлянето, дължащо се на статистическия характер на радиоактивното разпадане, се добавя и забележимо разсейване от диференциалната нелинейност. Поради това АЦП с последователни приближения не е подходящ, напр. за гама-спектрометрия на природни образци.



Фиг.9.13. *Блок-схема на АЦП с последователни приближения и линеаризиране с пълзяща скала*

Параметри на АЦП, на които експериментаторът трябва да обръща внимание при избора си, са:

♦ **тип на АЦП** – за измервания с относително ниска скорост на броене (до няколко хиляди имп/s), типични за контрола на околната среда и работа с радиоактивни източници примерно под 1 MBq са подходящи АЦП тип Уилкинсън; за високи скорости на броене, напр. при измервания на ускорители и когато във всеки канал ще се регистрират най-малко няколко хиляди

импулса, са подходящи АЦП с последователни приближения и пълзяща скала;

♦ **брой канали** – следва да се прави разлика между броя на каналите на АЦП (неговата разрядност) и броя на каналите на хистограмната памет. Обикновено те са равни, но в някои случаи АЦП може да дискретизира входните импулси в 2 или 4 пъти повече канали, отколкото има паметта. В този случай от номера на канала, определен от АЦП, се изважда предварително зададено число (Digital Offset) и новият номер се използва от паметта. Това позволява да се отстрани част от началото на спектъра, която не ни интересува, а в цялата памет да се разпростре интересуващата ни част.

Възможен е и обратният случай – паметта да има повече канали в сравнение с АЦП. В този случай със специално многовходово устройство (Multiplexer) могат да се използват 2 или повече независими детектора, сигналите от които се обработват от едно АЦП и се пазят в отделни части на паметта.

Обикновено за сцинтилационна спектрометрия са достатъчни 512 или 1024 канала; за полупроводникова спектрометрия – 4096 канала. Съвременните АЦП имат максимална разделителна способност 16 384 (2^{14}) канала и позволяват превключване на кратни на 2 по-малки стойности. Понякога последните 256 канала се използват за пълзящата скала и поради това се указва стойността 16 128 канала. Произвеждат се АЦП и с по-голям брой канали;

♦ **брой импулси в канал** – повечето анализатори позволяват натрупването на $2^{23} - 1$ (малко над 8.10^6) импулса в канал, което е повече от достатъчно за рутинни измервания. Серийно се произвеждат и АЦП с памет $2^{31} - 1$ (над 2.10^9) импулса в канал;

♦ **мъртво време** – в АЦП тип Уилкинсън то зависи съществено от честотата на тактовия генератор и номера на канала. Засега като стандартна се използва честота 100 MHz, която е достатъчна за рутинни измервания на природна радиоактивност или близки до нея активности при използването на полупроводникови детектори. По-бързите АЦП използват честота до 400 MHz; за сцинтилационна спектрометрия задоволителни резултати се получават и при 50 MHz. В повечето анализатори мъртвото време е променливо (съгласно ф-ла (9.1)), но може да бъде и фиксирано – при обработката на всеки импулс

анализаторът се блокира за времето, необходимо за обработката на импулс с максимална амплитуда.

В АЦП с последователни приближения и пълзяща скала мъртвото време е фиксирано и обикновено е между 5 и 25 μs; за специални цели се произвеждат и бързи АЦП с мъртво време под 1,5 μs, вкл. и времето за запис в паметта;

♦ **входни импулси** – обикновено се изискват положителни входни импулси с амплитуда до 10 V и някои специфични изисквания за стръмността на фронтовете и продължителността им. Ако се комплектува измерителна система от отделни блокове внимателно проверете дали усилвателят осигурява изискваните от АЦП параметри на импулсите;

♦ **стабилност** – както и при останалите аналогови блокове, привеждат се различните й съставящи – дълговременна при постоянни условия, в зависимост от околната температура и в зависимост от захранващото напрежение. Ако в проспекта липсва някоя от тях, преди да направите заявка, поискайте допълнителни данни от фирмата-производител (рядко липсата й е случайна);

♦ **диференциална нелинейност** – за различните типове АЦП е коментирана по-горе. Особено внимание да се обърне на достигането на добра диференциална нелинейност от АЦП с последователни приближения и пълзяща скала само при голям брой регистрирани импулси във *всеки* канал;

♦ **интегрална нелинейност** – обикновено е под 0,025 % от пълната скала или поне в голяма част от нея (примерно 97 или 99 %).

При проектирането на измерителната система следва да се има предвид, че общата й нестабилност или нелинейност е квадратична сума от съответните съставящи на всички елементи от аналоговия (спектрометричния) тракт – детектор, източник на високо напрежение, предусилвател, усилвател и АЦП. От тук следват два важни извода:

1. Ако при необходимост да се използва блок с някой лош параметър, излишно е да се търсят останалите блокове с много по-добър параметър (освен ако се предполага, че в скоро време лошият блок ще може да бъде сменен);

2. Реално да се преценява каква е необходимостта от добри параметри. Например, ако се провеждат рутинни гама-спектрометрични измервания за

идентифициране на нуклидите (като се използва и допълнителна информация за възможния тип замърсяване, съпоставяне на различни линии на един нуклид, "вътрешна калибровка по енергия" по надеждно идентифицираните нуклиди) не е необходима много добра интегрална нелинейност. Ако ще се измерват сравнително високоактивни проби (технологичен контрол на АЕЦ или уранодобива, използване на белязани атоми), при които типичните времена на измерване са десетки минути или няколко часа, не е необходима висока стабилност. Обратно, при контрол на радиационното замърсяване на околната среда, където типичните времена на измерване са десетки часове и дори няколко денонощия стабилността на апаратурата става изключително важна, за да се избегне разширяването на линиите и "замазването" на слаби линии;

♦ **долен и горен праг** – определят праговете на две линейни врати и до АЦП постъпват само тези импулси, чиито амплитуди са между тях. Добре е тези прагове да покриват целия спектър. Ако ни интересува само част от спектъра, с тяхна помощ можем да намалим рязко броя на пропуснатите от тази област импулси при зададено мъртво време.

Ако се купува цял анализатор (моноблок или в NIM-крейт) трябва да се обръща внимание и на допълнителните възможности и улеснения, които той предлага. При купуването на многоканален буфер трябва да се обръща внимание на съвместимостта му с персоналния компютър, към който ще бъде свързан. Заедно с буфера фирмите предлагат и сравнително прости програми, които осигуряват работата на буфера и елементарна обработка на спектрите. Понякога обаче тези програми предявяват високи изисквания към компютъра – висока разделителна способност на монитора, голям обем оперативна памет и бързодействие. Следва да се провери дали избраният (или наличен) NIM-крейт може да осигури захранването на блоковете. По напрежение това почти винаги е изпълнено, но може да се окаже проблем с осигуряването на необходимите токове.

Както към анализатора, така и към буфера (по-скоро към програмата, която се зарежда в компютъра) на първо място трябва да се обръща внимание на визуализирането на натрупвания спектър – в момента на набирането му или с минимално закъснение – под 1 s. Поради голямата разлика в площите на отделните линии и рязкото спадане на непрекъснатото разпределение при високи енергии, почти е задължително спектърът да може

да се представя както в линеен, така и в логаритмичен мащаб на броя на импулсите в отделните канали. Ако се представя целият спектър, обикновено за бързодействие от всяка група 8 съседни канала се избира този с най-голям брой импулси и само той се визуализира. Това прави малко странно впечат-ление на екрана като равномерно спадащо непрекъснато разпределение и отделни "изскочили" канали. При разглеждането на част от спектъра (което задължително трябва да е достъпно) вече се вижда, че това са действителни линии, описани от няколко точки.

Освен графичната информация, повечето анализатори предлагат и цифрова текуща информация за зададеното живо време на измерване, каква част от него е изтекла, мъртвото време, желателно и реалното време (ако трябва да се прави корекция за разпадането на нуклида); общият брой импулси в избрани от експериментатора *области на интерес* (Region Of Interest ROI). Повечето съвременни анализатори показват и чистата площ на линията в ROI и неопределеността ѝ като използват проста процедура за изваждане на подложката на линията (например по модела, описан в т. "Определяне на положката под линията на пълно поглъщане).

Предимство е възможността повечето параметри на аналоговия тракт да се задават програмно – високо напрежение, коефициент на усилване и времеконстанти и др. Това позволява да се намали броят на превключвателите, които често се повреждат.

Голямо удобство е и възможността анализаторът да бъде включен да набира спектър и през това време експериментаторът да може да работи с набрани преди това спектри, да използва компютъра за други цели или дори да го изключи при дълго натрупвани спектри.

Освен простата програма, осигуряваща работата на анализатора, фирмите предлагат и богати пакети програми за по-детайлен анализ, като автоматично търсене на линиите, разделяне на застъпени линии, калиброване по енергия и ефективност, идентифициране на радионуклидите и определяне на активността им, корекции за период на полуразпадане и др. Освен това се предлагат и по-специализирани програми, напр. за времеви или многопараметричен анализ. Понякога и програмните пакети за спектрометричен анализ са специализирани, напр. за гама-спектрометрия със сцинтилационни или полупроводникови детектори, за рентгено-флуоресцентен анализ, алфа-

спектрометрия, отчитащи особености в апаратурните спектри, формата на линиите и др.

Тези пакети са сравнително скъпи, често пъти с цена, надхвърляща цената на хубав компютър, поради което фирмите са предвидили различни защити (вкл. и хардуерни) против презаписването им и безплатно ползване на копия от колеги. Проблем при сравняването на качествата им е и различният формат на данните, избран от различните фирми. Съществуват, обаче, програми, които прекодират спектрите от един формат в друг и е възможно един спектър да бъде обработен от различни програми (при колегите, които ги притежават) и да се сравнят както резултатите, така и удобството за работа с даден пакет. Това може да се окаже решаващо за избора ни от коя фирма да се закупи целият анализатор.

Възможностите, предимствата и недостатъците на различните пакети програми са много и тук не можем да ги коментираме. Ще отбележим принципно само 3:

1. *Визуализиране на разлагането на близки линии.* Определянето на параметрите на една линия е некоректна в математически смисъл задача, чието решение се затруднява (особено при близки, частично застъпващи се линии) от обикновено малкия брой канали, в които са разположени линиите, и големите статистически неопределености. Поради това в отделни случаи е възможно разлагане, много далеч от истината. Ако пакетът не позволява визуализиране на разлагането по искане на експериментатора, по-добре е да не се купува;

2. *Възможности за описване и визуализиране на кривата на ефективност-та.* По същите съображения, изложени в предния абзац, това е трудна за-дача. Затова пакетът програми трябва да предлага поне 4 ÷ 5 различни мето-да за описване зависимостта на ефективността от енергията, графичното визуализиране и числени критерии за сравняването им. Добре е, ако пакетът програми предлага достатъчно информация, така че експериментаторът да може да изработи и собствени критерии, по-подходящи за конкретните му цели;

3. *Идентифициране на радионуклидите.*

ИДЕНТИФИЦИРАНЕ НА РАДИОНУКЛИДИТЕ

Обикновено програмата действа по схемата:

- определя мястото (в канали) на автоматично намерена или посочена от експериментатора линия на пълно поглъщане на енергията;
- по въведената енергийна калибровка определя енергията ѝ;
- в библиотека на радионуклидите търси нуклида, който има тази енергия или в зададен интервал около нея.

Често в пакета програми има примерна, сравнително богата библиотека с данните на най-често срещаните нуклиди. Файлове с всички известни данни към даден момент също могат да бъдат купени на цена на добър компютър. Пакетът задължително трябва да позволява на експериментатора да създава свои библиотеки, при това по възможност няколко различни, ориентирани към специфични задачи.

Проблемът за пълнотата на дадена библиотека няма еднозначен отговор и трябва да бъде решаван от експериментатора. Очевидно е само, че колко библиотеката е по-малка, толкова по-бързо ще работи програмата. Но при съвременното бързодействие на персоналните компютри това не е съществено, тъй като и сравнително големи библиотеки могат да бъдат преглеждани за части от секундата без видимо забавяне. Ако библиотеката е малка, а зададеният интервал, в който да се търсят нуклидите, е голям, е възможно "лъжливо" идентифициране; ако интервалът е много тесен, е възможно (поради неизбежните неопределености при определяне на енергията) програмата да дава дълги списъци на неидентифицирани линии, въпреки че нуклидите, на които те принадлежат, са в библиотеката.

Друг въпрос е кои линии на нуклида да бъдат описани в библиотеката. Очевидно най-силните, но докъде? Това зависи силно и от това доколко програмата прави сравнения от типа на споменаваните по-долу.

Напр. за ^{60}Co трябва да се опишат 1173,2 keV и 1332,5 keV с почти 100 % интензивност. Трябва ли да се добави и 2505,7 keV с интензивност 9.10^{-6} %? Ако не е включена и програмата търси 2505,3 keV може да бъде идентифициран ^{91}Rb. с линия 2505,0 keV и период на полуразпадане 58,6 s. За добрият експериментатор това не би трябвало да е проблем, защото веднага ще усети, че радионуклид с такъв период на полуразпадане не може да има в

пробата му, освен ако не прави измерване в снопа на ускорител. Ако линията 2505,7 keV е включена в библиотеката, също възниква проблем. Ще получим 3 стойности за активността на ^{60}Co – по първите две линии сравнително достоверни с малка неопределеност, по третата – силно сбъркана не само поради голямата статистическа неопределеност (ниска интензивност и ниска ефективност на детектора при високи енергии), но и поради регистрирането на същото място и на истински съвпадения. Приносът на последните зависи от геометрията на измерване и едва ли програмата може да го отчете.

Някои програми освен активността на нуклидите по отделните линии дават и средната стойност за всеки нуклид. Как се смята тази средна стойност? Ако е просто средно аритметично, е лошо. В горния пример равноправно ще участват и трите стойности. Ако е претеглено средно (ф-ли (3.8) и (3.9)) е по-добре – поради голямата си неопределеност (ако програмата я смята – повечето програми я смятат) тя ще окаже малко влияние на крайния резултат. Но грешката от неотчетените съвпадения все пак ще завиши невярно крайния резултат.

Някои програми налагат ограничение, напр. 5-те най-силни. При измерване на природни образци, съчетано с много богата библиотека от различни нуклиди, това води до трагични резултати. Десетките, не съвсем слаби, линии на ^{208}Tl, ^{214}Bi,.^{228}Ac и др. покриват почти равномерно целия енергетичен диапазон и могат да бъдат приписани на най-екзотични нуклиди, които всеки експериментатор трябва да може да прецени, че не могат да присъстват в тази проба – напр. нуклиди с период на полуразпадане под час, а пробата е донесена в лабораторията му преди седмица; нуклиди, които се получават само при облъчване с неутрони, а пробата е взета под вр. Мусала (другояче ще мисли, ако това е проба от площадката на АЕЦ). Дали в програмата са заложени, и какви точно, алгоритми за оценка на такива случаи? Как ще се държи програмата, ако при търсене на 136,3 keV идентифицира ^{57}Co по линията 136,5 keV с интензивност 11 %, но не намери линията му 122,1 keV – 86 %? Дали просто ще даде активността му само по слабата линия; дали освен това ще напише някакво предупреждение; дали ще остави силната линия 136,3 keV като неидентифицирана? Или ще продължи да търси в библиотеката и (ако го има) ще идентифицира ^{75}Se (136,0 keV – 54 %) защото намира и линията на същия нуклид 264,7 keV с интензивност 58 %? Какви разлики между активностите на един и същ нуклид, определени по различните му линии, програмата приема за нормални? Може ли да прави разпределяне на

импулсите от една линия, когато има вероятност да се дължат на различни нуклиди (напр. 185,7 keV на ^{235}U и 185,9 keV на ^{226}Ra) за проверка на достоверността на анализа?

Особен проблем представлява и извършването на поправки за периода на полуразпадане, напр. когато се иска данните за активността да бъдат приведени към определена дата. Всеки ядрен физик казва "^{137}Cs има линия 662 keV", като знае много добре, че това е линия на дъщерния му ^{137m}Ba с период на полуразпадане 2,6 min. Ако в библиотеката е прецизирано, че 662 keV е линия на ^{137m}Ba и в протокола на машината се появи това име, не е много страшно – всеки ще съобрази какво това значи. Как ще се държи машината, обаче, ако в библиотеката фигурират с тази линия и двата нуклида? И няма ли да блокира от препълване, ако изчисли каква е била активността на ^{137m}Ba преди месец?

В заключение да обобщим. Програмата за автоматично търсене на максимумите обикновено е достатъчно надеждна. Тя може да бъде проверена по методиките, описани в Гл. 12 "Стандарти за проверка на гама-спектрометрична апаратура". Внимателно трябва да бъде проверен методът за определяне на площта на линията, какво разсейване се получава при различен избор на каналите, от които се опредля подложката под линията и площта й (като се използва един и същ спектър). Особено подозрително трябва да се наблюдава всеки случай на разлагане на припокриващи се линии. И почти никога да не се доверяваме на автоматичното идентифициране на радионуклидите.

III. ИНТЕРПРЕТИРАНЕ НА ОПИТНИТЕ РЕЗУЛТАТИ

10. ГАМА-СПЕКТРОМЕТРИЯ

Исторически развитието на ядрената физика започва с измерване на йонизационния ток с помощта на йонизационна камера и броене на α-частици по техните сцинтилации. Постепенно като най-информативен метод се утвърди броенето на β-частиците и разграничаване на нуклидите, които ги излъчват става, по периода на полуразпадане и слоя на полуотслабване. Дълги години общото β-броене е имало неоспорими предимства: висока чувствителност, сравнително проста и достъпна апаратура и лесно обработване на резултатите.

През 40-те и 50-те години със създаването на фотоелектронните умножители и развитието на ядрената електроника, по-специално на едноканалните и многоканалните анализатори, се увеличи информативността на γ-спектроскопията, въпреки че тя не достигна чувствителността на β-броенето, например при контрола на радиоактивността на околната среда или неутронно-активационния анализ. Едва със създаването на голямообемни и с висока разделителна способност полупроводникови детектори γ-спектроскопията зае водещо място в ядрено-физичните измервания, независимо дали се отнася за чисто научни или за приложни изследвания. Поради това в настоящата монография се обръща внимание предимно на интерпретацията на γ-спектри, регистрирани с полупроводникови детектори. Не бива, обаче, при планирането на едно измерване да се пренебрегват възможностите и на други типове гама-спектрометри, основани, например на сцинтилационни или пропорционални детектори. Като се има предвид огромната разлика в цените на апаратурата, в някои случаи може да се окаже целесъобразно да се загуби известно време, за да се обмисли и реализира експериментът така, че като се използват подходящи физични принципи, да се получи нужната ни информация с много по-евтина и по-достъпна апаратура

Тук използваме думата "*интерпретирам*", влагайки в нея по-широк смисъл, отколкото например се съдържа в "*обработвам*". Интерпретирането,

извличането на информацията от един γ-спектър (а и от други спектри) преминава през няколко различни етапа на обработване:

♦ **математична обработка** – когато от регистрирания експериментален спектър, въз основа на определени математични модели, се извеждат количествени оценки на различни параметри: брой, положение, площ и ширина на линиите, включително и долната граница на детектиране на линия (LLD – Lower Limit of Detection), или някои характеристики на непрекъснатите разпределения със съответните неопределености;

♦ **калибриране (еталониране)** на γ-спектрометъра – свързване на получените от математичната обработка стойности с физични характеристики на измерения калибровъчен (или еталонен) източник, за да узнаем кой канал на спектъра на каква енергия отговаря или колко импулса в секунда се регистрират, ако активността на образеца е 1 Bq, разбира се, със съответните неопределености.

Желателно е източниците, с които извършваме калибрирането, да се наричат "*калибровъчни*". Формално не е грешно те да се наричат и "*еталонни*", но обикновено този термин се свързва с нещо изключително точно.

♦ **определяне на параметрите на изследвания образец** (активност, енергия на γ-линиите) със съответните неопределености, като се използват резултатите от математичната обработка на спектъра и данните от калибрирането на γ-спектрометъра;

♦ **анализ на получената информация или интерпретирането ѝ** – (в по-тесен смисъл) – кой е измереният нуклид, каква е вероятността да го сбъркаме с някой друг; какъв е произходът и взаимната връзка между различните линии в спектъра; какви процеси и взаимодействия са протекли.

Този е фактически най-интересният, най-интригуващият етап на изследването, заради който живее физикът. В него най-пълно се проявява талантът му да "зададе" въпроса си и да намери нужния отговор в бездушните на пръв поглед колонки цифри.

За съжаление, дали защото живеем много интензивно в бурно време, дали поради някакъв стремеж да си "пазим сивите клетки", много често интерпретацията стига само до списъка на няколко радионуклида и активността им, евентуално с механично добавения процент неопределеност, даден от анали-

затора. Този процент в най-добрия случай е долна граница на реалната точност.

АПАРАТУРЕН ГАМА-СПЕКТЪР

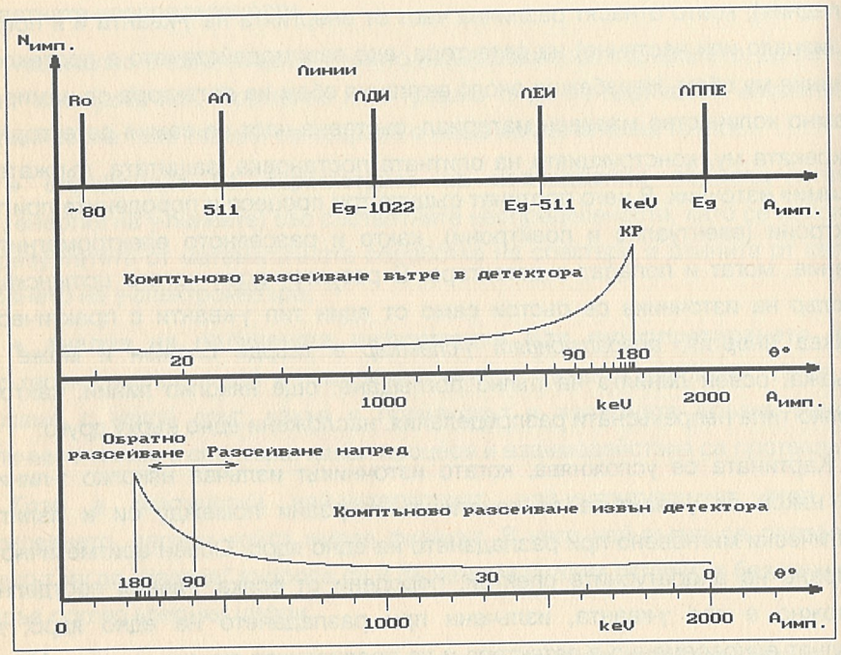
Фотоните (γ- или Ro-кванти) са електрически неутрални. Поради това, за да предизвикат електричен импулс в детектора, те трябва да породят заредена частица. Основните, най-важни взаимодействия на γ-квантите с енергия от няколко keV до няколко MeV (на които обръщаме внимание в този курс) – фотоефект, Комптънов ефект и раждането на двойка електрон-позитрон, бяха разгледани в гл. 4. При тях се появява електрон (и позитрон при последния), които отнасят различна част от енергията на γ-кванта и я предават (изцяло или частично) на детектора, ако взаимодействието е протекло в активния му обем. Неизбежно около активния обем на детектора се намира и огромно количество масивен материал, съставна част на самия детектор, на опаковката му, конструкцията на опитната постановка, защитата, държателя на самия източник. В него протичат същите три процеса и породените при тях електрони (евентуално и позитрони), както и разсеяното електромагнитно лъчение, могат и попадат в детектора. В резултат дори когато *истинският спектър* на източника се състои само от един тип γ-кванти с практически еднаква енергия, *апаратурният γ-спектър* е твърде сложен и може да съдържа, освен линията на пълно поглъщане, още няколко линии, както и няколко типа непрекъснати разпределения, насложени едно върху друго.

Картината се усложнява, когато източникът излъчва няколко γ-линии, като някои от γ-квантите са генетично свързани помежду си и излитат практически мигновено при разпадането на едно ядро. Освен аритметичното сумиране на апаратурните спектри, породени от всяка γ-линия поотделно, възможно е два γ-кванта, излъчени при разпадането на едно ядро, да попаднат едновременно в детектора и да предизвикат *сумарен импулс*. Много такива импулси могат да оформят нова линия на пълно поглъщане или нови, допълнителни непрекъснати разпределения. При прецизни анализи на γ-спектрите трябва да се отчита и вероятността за сумиране, когато в активния обем на детектора попадат едновременно γ-квант, взаимодействал с

детектора, и продуктите от взаимодействието с околните предмети на друг γ-квант, генетично свързан с първия.

Подобни ефекти могат да се наблюдават и при случайното, практически едновременно попадане на два γ-кванта, които обаче са излъчени при разпадането на две различни ядра. Обикновено такива събития са редки и имат значение само при много интензивни потоци. По-вероятни са частични застъпвания, когато вторият импулс се наслагва върху опашката на първия. Това води до деформиране на общия импулс, който постъпва за анализиране. За отстраняване на подобни деформирани импулси във висококачествените спектрометри се използват специални устройства (Pileup Rejector).

Типичен апаратурен γ-спектър, получаван при регистрирането на γ-кванти с енергия 2000 keV, схематично е показан на фиг. 10.1.



Фиг. 10.1. *Типичен гама-спектър*

На него са означени линията на пълно поглъщане на енергията ЛППЕ (FEP – Full Energy Peak), линиите на единично ЛЕИ и двойно излитане ЛДИ (SEP – Single и DEP – Double Escape Peak), широката линия на обратно разсейване на γ-квантите (при ъгъл на разсейване $\theta \cong 180°$) извън активния материал на детектора, както и непрекъснатото Комптъново разсейване на различни ъгли θ както в активния обем на детектора, така и извън него. Основните процеси, на които се дължат отделните елементи на апаратурния γ-спектър, са систематизирани в табл. 10.1

Линия на пълно поглъщане на енергията (фотопик)

Това е най-характерната и най-информативната линия в γ-спектъра. Тя най-често се използва както за определянето на характеристиките на източника (енергия, активност), така и на спектрометъра (калибровка по чувствителност и по енергия, разделителна способност). Линията на пълно поглъщане е сравнително най-малко смутена от вторични процеси и спрямо другите компоненти на γ-спектъра нейните параметри (място, площ и полуширина) се определят най-лесно, точно и надеждно.

Често използваното за нея наименование *фотопик* или *фотолиния* е свързано с факта, че импулсите, които се регистрират в линията на пълно поглъщане, обикновено са породени от взаимодействието на γ-квант с активния обем на детектора чрез фотоефект, при което му отдават цялата си енергия. Рядко се обръща нужното внимание, че принос, при това преобладаващ при високи енергии, в линията на пълно поглъщане имат и импулси, породени при първично взаимодействие чрез Комптънов ефект (и последващо поглъщане на разсеяния квант) и чрез раждането на двойка електрон-позитрон (и последващо поглъщане и на двата анихилационни кванта).

Таблица 10.1. *Основни елементи на апаратурен γ-спектър*

Елемент	Причина
Линия на пълно поглъщане на енергията ЛППЕ, фотопик ФП (Full Energy Peak)	Дължи се на пълното поглъщане на енергията на γ-гванта E_γ чрез фотоефект, Комптонов ефект или раждането на двойка електрон-позитрон и последващо регистриране на вторичните частици.
Комптонова област (Compton region)	Простира се от енергия 0 (началото на спектъра) до Комптоновия ръб и се дължи на Комптоново разсейване в детектора и напускане на разсеяния квант, и/или в околните материали
Комптонов ръб (край) КР (Compton Edge CE)	Максималната енергия, която получава електронът (и която остава в детектора) при еднократно Комптоново разсейване в активния обем на детектора: КР = $E_\gamma/(1+511/2\,E_\gamma)$
Линия на единично излитане ЛЕИ (Single Escape Peak SEP)	Дължи се на излитането на единия анихилационен квант след раждането на e^-e^+: ЛЕИ = $E_\gamma - 511$ keV
Линия на двойно излитане ЛДИ (Double Escape Peak, DEP)	Дължи се на излитането и на двата анихилационни кванта след раждането на e^-e^+: ЛДИ = $E_\gamma - 1022$ keV
Линия на обратно разсейване ЛОР (Backscatter Peak, BP)	Дължи се на разсейване на γ-квантите на ъгли около 180° от вещество, което не е в активния обем на детектора: ЛОР = E_γ – CE
Наложени импулси (Pile-Up)	Разширяване на десния край на линията на пълно поглъщане, дължащо се на ефекти на сумиране

Място на линията (баланс на енергията)

Както личи от наименованието *линия на пълно поглъщане на енергията*, цялата енергия на γ-кванта се предава на активния обем на детектора и се изразходва за образуване на носители на заряд. Поради това амплитудата на импулса на изхода на детектора, съответно номерът на канала N_k, в който се регистрира този импулс, трябва да бъде строго пропорционален на енергията E_γ на падащия γ-квант:

$$N_k = k\,E_\gamma, \tag{10.1}$$

където k е коефициент на пропорционалност.

Ако падащият γ-квант си взаимодейства **чрез фотоефект** (вж. гл. 4) с активния обем на детектора, той избива фотоелектрон от някой от най-вътрешните слоеве на електронната обвивка на атома. Енергията E_{ph} на фотоелектрона, която той предава непосредствено на детектора, е (вж. ф-ла (4.59))

$$E_{ph} = E_\gamma - E_b\,, \tag{10.2}$$

където E_b е енергията на свързване на електрона в атома.

Често се среща краткото, но дълбоко погрешно обяснение, че "Тъй като енергията на свързване е много по-малка от енергията на γ-кванта, фотоелектронът отнася "почти" цялата енергия".

Десетки и стотици γ-линии (а и рентгенови, които се регистрират по същия начин) имат енергия по-малка или близка до енергията на свързване на K-слоя на атомите, изграждащи активния обем на детектора. Например, за най-често използваните в детекторите химични елементи тя е посочена в табл. 10.2.

Таблица 10.2. *Енергия на свързване на електроните на K-слоя за елементи, изграждащи активния обем на някои детектори*

Елемент	Na	Si	Ge	Kr	I	Xe
Енергия, keV	1,07	1,84	11,1	14,3	33,2	34,8

Ако енергията на γ-кванта е по-малка от енергията на свързване на K-електроните, той изобщо не може да избие електрон от този слой. Разбира се, фотоефектът може да протече на по-горен слой – L, M и т.н.

Но както видяхме по-горе, фотоефектът е толкова по-вероятен, колкото енергията на падащия квант е по-близка до енергията на свързване на електрона. Например γ-квантите с енергия 14,4 keV на ^{57}Co в пропорционален брояч, пълен с Kr, ще предизвикват практически само фотоефект (поради много близката енергия). Избитите фотоелектрони, съгласно (10.2), ще имат енергия E_{ph} = 14,4 – 14,3 = 0,1 keV! Очевидно е нелепо да говорим, че фотоелектроните имат "почти" енергията на γ-квантите. Също толкова нелепо е и при регистрирането на ^{137}Cs (661,7 keV) с Ge-детектор да считаме, че енергията на фотоелектроните (E_{ph} = 661,7 – 11,1 = 650,6 keV) "почти" съвпада с линията на пълно поглъщане, докато те се различават с повече от 5 полуширини.

Истината е, че фотоелектронът предава на активния обем на детектора точно енергията, определена по формула (10.2). Но енергията на свързване E_b не се губи; тя се превръща в енергия на възбуждане на атома, от чийто вътрешен слой е изтръгнат един електрон. В такова възбудено състояние атомът не може да съществува дълго време – за около 10^{-12} s електронната обвивка се преустройва, като електрони от по-високите нива или свободни електрони заемат дупката. При този процес енергията на възбуждане се превръща в енергия на характеристични рентгенови кванти или на Оже-електрони. Обикновено те се поглъщат в активния обем на детектора за много късо време, така че на изхода му се изработва импулс, чиято амплитуда е точно пропорционална на цялата енергия на γ-кванта. По-късно ще разгледаме някои ефекти в апаратурния γ-спектър, дължащи се на непълно поглъщане на вторичните лъчения, породени в активния обем на детектора след фотоефект. Например, на фиг. 10.13 се наблюдават линиите на излитане на Ge (K_α = 9,86 keV и K_β = 11,0 keV) и пред трите линии на пълно поглъщане на енергията 14,4, 122,1 и 136,5 keV на ^{57}Co, а на фиг. 10.14 – линии на излитане на Xe и Kr от пропорционален брояч, пълен с тези газове.

Ако падащият γ-квант си взаимодейства чрез *Комптънов ефект* с активния обем на детектора и разсеяният γ-квант се погълне чрез фотоефект, в детектора също ще остане цялата енергия на γ-кванта. Следователно

полученият на изхода на детектора импулс ще има амплитуда, съответстваща на линията на пълно поглъщане.

Ако падащият γ-квант си взаимодейства чрез *раждането на двойка електрон-позитрон* и двата (или и трите – при анихилация на ортопозитрония) анихилационни γ-кванта се погълнат чрез фотоефект, в детектора също ще остане цялата енергия на γ-кванта. Следователно полученият на изхода на детектора импулс ще има амплитуда, съответстваща на линията на пълно поглъщане.

Форма на линията на пълно поглъщане

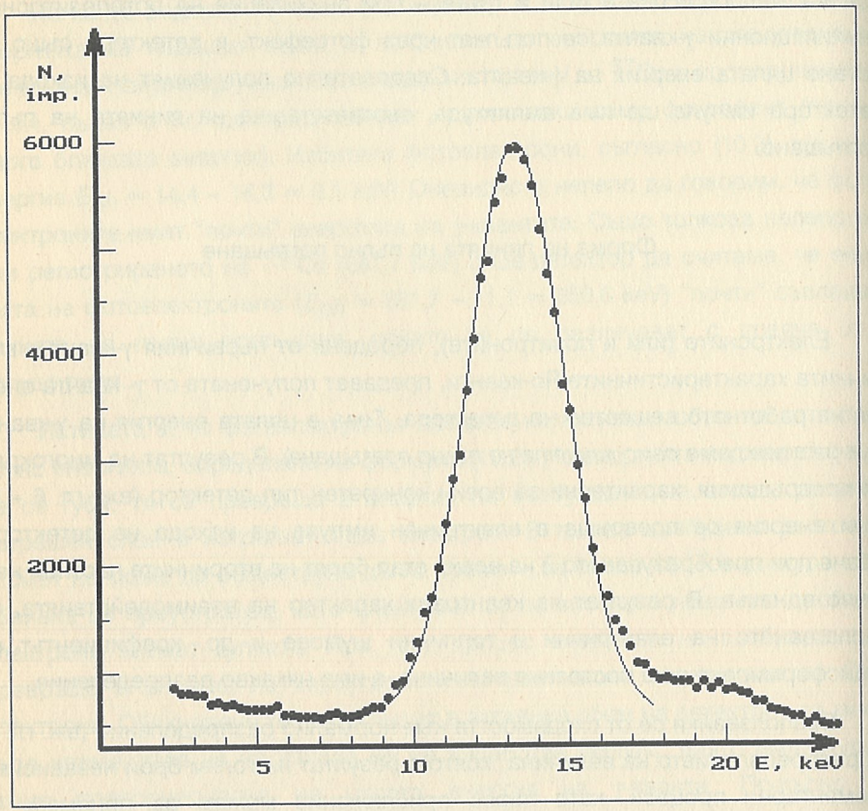
Електроните (или и позитроните), породени от първичния γ-квант и вторичните характеристичните Ro-кванти, предават получената от γ- кванта енергия на работното вещество на детектора. Това е цялата енергия на γ-кванта (тук разглеждаме *само линията на пълно поглъщане*). В резултат на многократни превръщания, характерни за всеки конкретен тип детектор (вж. гл. 6 ÷ 8), тази енергия се превръща в електричен импулс на изхода на детектора. Обаче при преобразуването ѝ на всеки етап броят на вторичните частици не е точно еднакъв. В резултат на квантовия характер на взаимодействията, на наслагването на електрични и топлинни шумове и др. коефициентът на трансформиране не е постоянна величина, а има някакво разпределение.

Възползвайки се от сходимостта към нормално разпределение (вж. гл. 3) на разпределението на величина, която е резултат на голям брой независими елементарни процеси, като първо приближение можем да приемем, че разпределението на импулсите, породени от γ-кванти с една и съща енергия и отдали цялата си енергия на детектора (линията на пълно поглъщане) има нормално разпределение:

$$N(k)\Delta k = \frac{S}{\sigma\sqrt{2\pi}}\exp\left\{-(k-k_0)^2/\left(2\sigma^2\right)\right\}\Delta k, \qquad (10.3)$$

където $N(k)$ е броят на импулсите в канал с номер k, S – площта на линията, k_0 – мястото на максимума, σ^2 – дисперсията на гаусовото разпределение (полуширината на линията FWHM = 2,355 σ), Δk – ширината на канала.

На фиг. 10.2 е показана в силно увеличен мащаб линията на пълно поглъщане на Ro-кванти на Rb, регистрирани с пропорционален брояч. Плавната крива е гаусова с подходящи параметри, описващ най-добре централната част на линията.

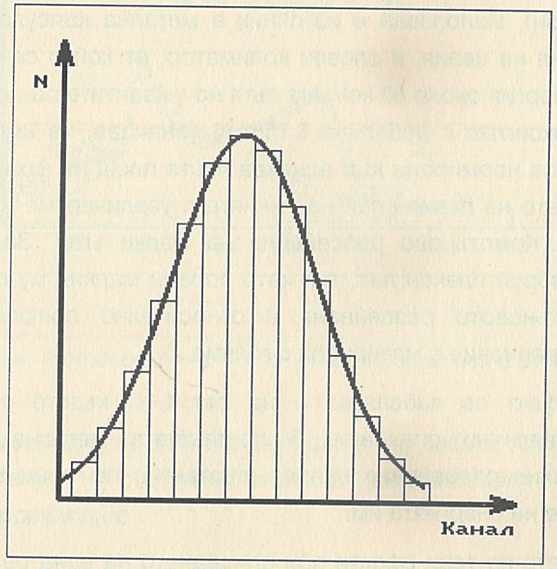


Фиг.10.2. *Линия на пълно поглъщане на Rb*

За пример използваме Ro-линия с ниска енергия, тъй като при такива енергии е преобладаващ фотоефектът и не се проявяват ефекти от Комптъновото разсейване, както при по-високо енергетичните γ-линии. Въпреки принципната простота виждат се ефекти и от редица други процеси.

Искаме да обърнем особено внимание, че дисперсията σ (съответно FWHM зависи изключително само от неопределеностите при преобразуването на енергията в детектора и в по-малка степен – при преобразуването на импулсите в електрониката, но в никакъв случай *не зависи* от естествената ширина на γ-линията. Естествената форма на линията, която се определя от квантовите закони на γ-прехода в ядрото, е Лоренцова с ширина Γ, която обикновено е с няколко порядъка (до 10) по-малка от ширината на линията на пълно поглъщане в апаратурния γ-спектър.

Само при изключително прецизни измервания с полупроводникови детектори или кристал-дифракционни γ-спектрометри може да се открие известно Доплерово отместване или разширяване на линията 511 keV и на линиите на мигновени γ-кванти от ядрени реакции, излъчвани преди позитроният или излъчващото ядро да са спрели. Във всички останали случаи ширината на апаратурната линия се определя само от качествата и настройката на детектора и електрониката. Известно изключение са апаратурните линии на Ro-спектри на елементи с голямо Z. Поради късото време на живот на възбудените състояния, естествената ширина Γ е значителна. Например K_α-линията на $_{94}$Pu $\Gamma \cong 100$ eV, а ширината на апаратурната линия на добри полупроводникови детектори в тази енергетична област FWHM ≅ 500 eV.



Фиг. 10.3. *Сравняване на плавна Гаусова крива с дискретизирана хистограма, получавана от амплитуден анализатор*

При прецизно обработване на една линия на пълно поглъщане трябва да се отчита, че регистрираните в един канал импулси образуват в действителност хистограма, а не плавна Гаусова линия (фиг. 10.3). Поради това някои програми оценяват теоретично броя на импулсите в един канал не чрез (10.3), а като функцията на Лаплас (3.41), интегрирана в границите на съответния канал.

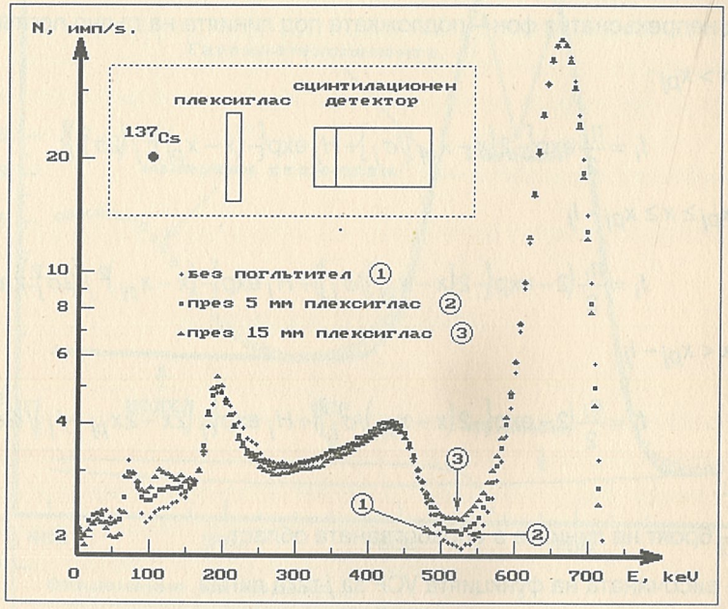
Забележимо отклоняване на формата на линията на пълно поглъщане от гаусова крива се наблюдава към нискоенергетичната ѝ част. Казва се, че комбинирани ефекти от непълно компенсиране на примесите и непълно събиране на заряда влошават разделителната способност и увеличават нискоенергетичната опашка на фотолинията. В апаратурните спектри лесно се забелязва, че левият склон на линията на пълно поглъщане на енергията е повдигнат спрямо десния.

Един от механизмите, които създават тази подложка, е Комптъново разсейване на малки ъгли в опаковката на детектора или в източника (ако е обемен и има самопоглъщане в него) – вж. фиг. 4.22. За илюстрация на този ефект на фиг. 10.4 е показан апаратурния спектър на ^{137}Cs (разбира се, корегиран за фон). Използван е източник в метална капсула, която силно поглъща Ro-линия на цезия, и оловен колиматор, от който се е появила Ro-линия на Pb с енергия около 80 keV. На пътя на γ-квантите са поставени 1 или 3 пластинки плексиглас с дебелина 5 mm (0 означава, че няма пластинка). Всички спектри са нормирани към еднаква чиста площ на фотопика. Ясно се вижда повдигането на левия край на линията с увеличаване на поглътителя, дължащо се на Комптъново разсейване на малки ъгли. За материал на поглътителя е избран плексиглас, тъй като поради малкия му среден атомен номер Z Комптъновото разсейване е относително по-голямо от фото-поглъщането в сравнение с материали с голямо Z.

Подобен ефект се забелязва и на фиг. 4.11, където са използвани източници в различни опаковки. В по-плътната метална опаковка се забелязва по-силно разсейване напред, съответно по-голям брой кванти с малко изменение на енергията им.

За отчитането на тези ефекти при описването на една реална линия на пълно поглъщане се предлагат различни математични модели. Един от тях е, например:

- централната и високоенергетичната (дясната) част на линията се описват с гаусова крива,
- лявата нискоенергетична част, заедно с опашката, се описват с обикновена експоненциална функция,
- непрекъснатият фон под линията се описва с полином от втора степен и една функция VCF (Valley Count Function), която отчита плоската част на спектъра между Комптъновия ръб и линията на пълно поглъщане.



Фиг. 10.4. *Фотопикът на ^{137}Cs, регистриран без и със поглътител.*

VCF е комбинация от две експоненциални функции, "съшити" в центъра на фото-линията (x = 0) с еднаква стойност както на самата функция, така и на първата ѝ производна:

$$\text{VCF}(x)=\begin{cases}\frac{1}{2}\left(2-\exp\{2x/\sigma\}\right) & \text{при } x<0\\ \frac{1}{2}\exp\{2x/\sigma\} & \text{при } x\geq 0\end{cases} \qquad (10.4)$$

където x е номерът (или енергията) на съответния канал, а σ – разделителната способност на детектора (в същите единици както x).

В този случай частта от експерименталния спектър, съдържаща n_p близки фото-линии, се описва като

$$f(x) = L + \sum_{j=1}^{n_p} f_j , \qquad (10.5)$$

където $L = \alpha(x - x_0)^2 + \beta(x - x_0) + \gamma$, ($\alpha$, β и γ са коефициентите на полинома, описващ непрекъснатия фон – подложката под линията на пълно поглъщане).

За $x > x_{pj}$:

$$f_i = \frac{\eta_i}{2} \exp\left\{-2\left(x - x_{pj}\right)/\sigma_j\right\} + H_j \exp\left\{-\left(x - x_{pj}\right)^2/\left(2\sigma_j^2\right)\right\},$$

за $x_{pj} \geq x \geq x_{pj} - l_j$

$$f_i = \frac{\eta_i}{2}\left(2 - \exp\left\{-2\left(x - x_{pj}\right)/\sigma_j\right\}\right) + H_j \exp\left\{-\left(x - x_{pj}\right)^2/\left(2\sigma_j^2\right)\right\},$$

за $x < x_{pj} - l_j$

$$f_i = \frac{\eta_i}{2}\left(2 - \exp\left\{-2\left(x - x_{pj}\right)/\sigma_j\right\}\right) + H_j \exp\left\{l_j\left(2x - 2x_{pj} - l_j\right)/\left(2\sigma_j^2\right)\right\}.$$

Тук:

n_p – броят на линиите в обработваната област,

η_j – височината на функцията VCF за j-тата линия,

x_{pj} – центърът на Гаусовата крива за j-тата линия,

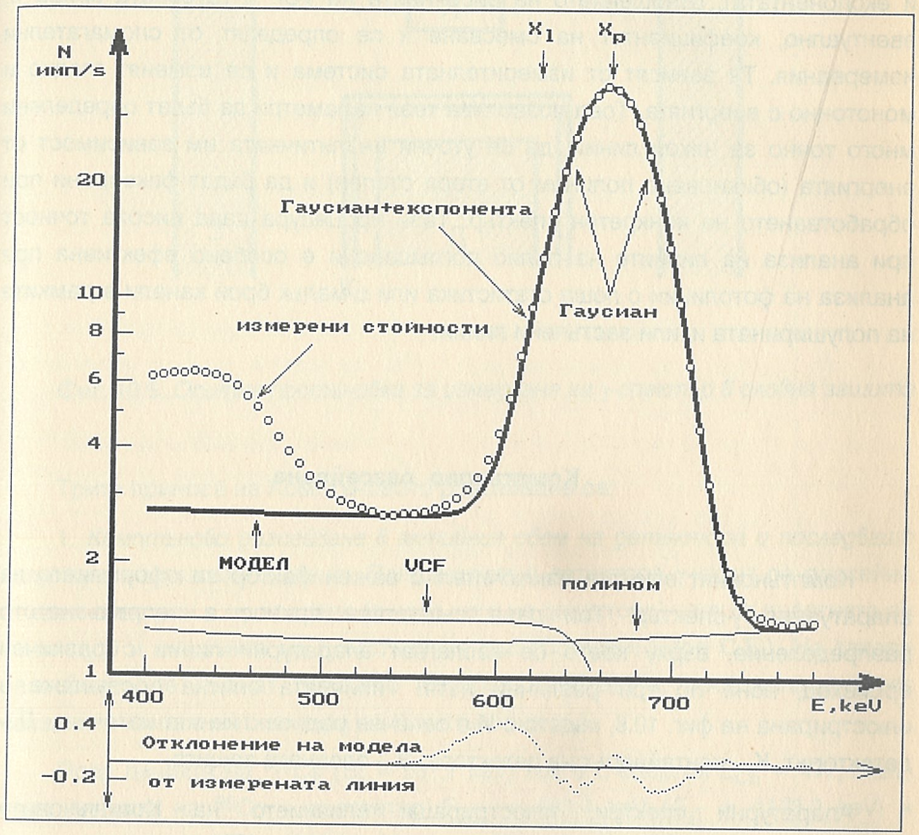
H_j – височината на Гаусовата крива за j-тата линия,

σ_j – ширината на гаусовата крива за j-тата линия (= FWHM/2,354),

l_j – разстоянието между мястото на j-тата линия и точката на свързване на двете апроксимиращи функции.

На фиг. 10.5 е илюстриран горният аналитичен израз за единична линия на пълно поглъщане. Въведено е още едно усложняване на модела, като в областта вляво от точката на съшиване $x_{pj} - l_j$ вместо само експоненциална функция $E(x)$ се използва $F = kE(x) + (1 - k)\,G(x)$, където $G(x)$ е Гаусиан. Обосновката е, че в тази област трябва да наблюдава както въведеното в

този модел описване на линията в тази област с експонента, така и обикновено използваното Гаусово разпределение. В конкретния пример беше намерена най-добра стойност $k = 0{,}2$.



Фиг. 10.5. *Компоненти, с които може да бъде описана линия на пълно поглъщане*

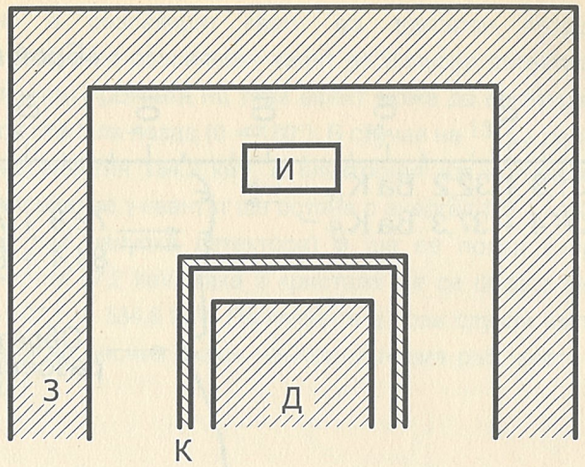
В разглежданото приближение трябва да се определят голям брой параметри, които описват дори единична линия. Реално при γ-спектрометрия с ППД една линия е разположена в десетина канала. Ако си припомним, че при прилагането на метода на най-малките квадрати (вж. т. 3) за да получим стабилно решение са необходими по 10 ÷ 15 канала на параметър, става очевид-

но, че прякото прилагане на този метод е нецелесъобразно. Поради това следните параметри, които характеризират формата на линията на конкретния спектрометър: полуширината, разстоянието между мястото на фотолинията и точката на свързване на двете апроксимиращи функции (гаусовата крива и експонентата), отношението на височините на VCF и гаусовата крива и, евентуално, коефициентът на смесване k се определят от спомагателни измервания. Те зависят от измерителната система и се изменят гладко и монотонно с енергията. Това позволява тези параметри да бъдат определени много точно за някои линии, да се уточни аналитичната им зависимост от енергията (обикновено полином от втора степен) и да бъдат фиксирани при обработването на конкретен спектър. Тази процедура дава висока точност при анализа на линиите на пълно поглъщане и е особено ефективна при анализа на фотолинии с лоша статистика или с малък брой канали в рамките на полуширината и/или застъпени линии.

Комптъново разсейване

Комптъновият ефект е изключително важен фактор за оформянето на апаратурния γ-спектър. Той дава съществен принос в непрекъснатото разпределение, върху което се наслагват апаратурни линии с различен произход, поне по три различни пътя. Типичната опитна постановка е илюстрирана на фиг. 10.6, където с **И** е означен радиоактивният източник, **Д** – детекторът, **К** – контейнерът на детектора, **З** – оловната защита.

Апаратурни спектри, илюстриращи влиянието на Комптъновото разсейване, са показани на фиг. 10.7 (спектър на ^{137}Cs, регистриран с полупроводников детектор) и на фиг. 10.8 (спектър на ^{60}Co, имащ две γ-линии, даващи две линии на пълно поглъщане съответно E_1 и E_2 , регистриран със сцинтилационен детектор).



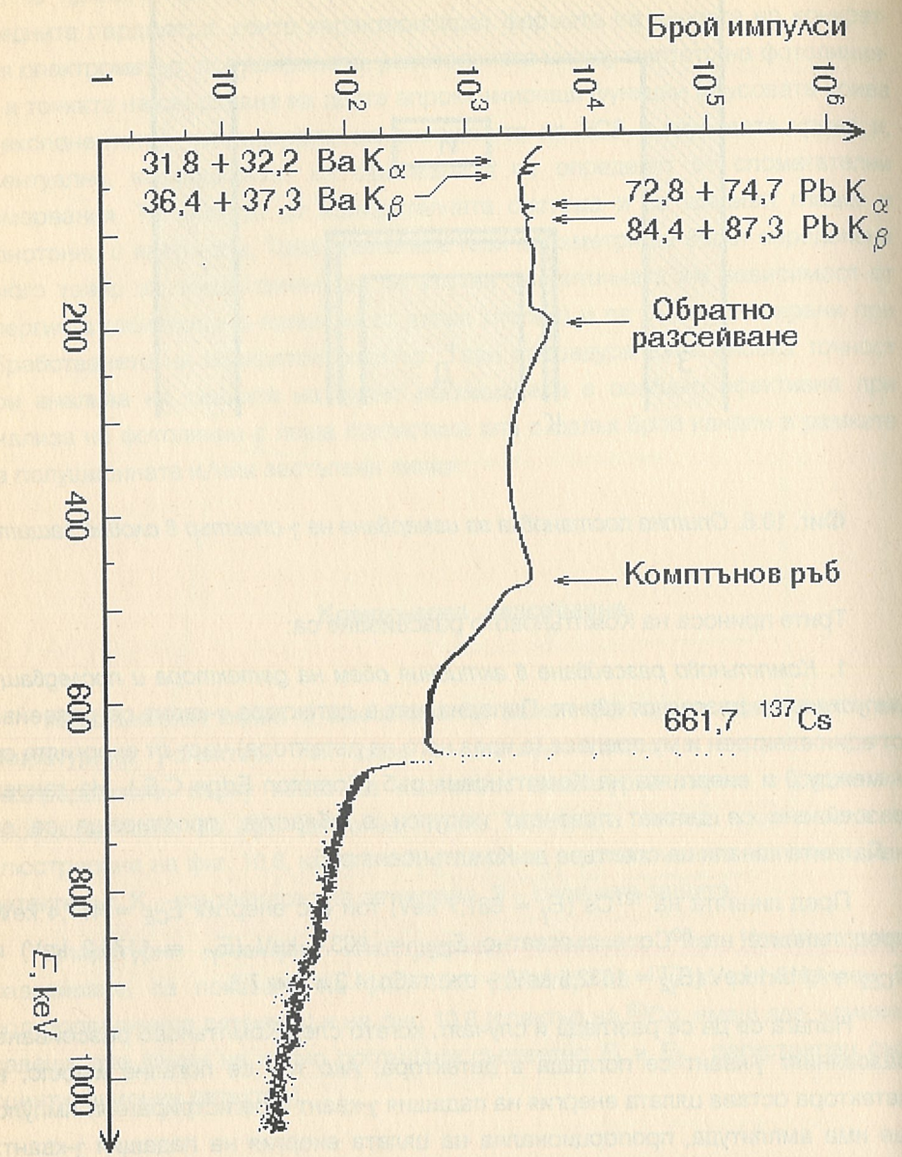
Фиг. 10.6. *Опитна постановка за измерване на γ-спектър в оловна защита*

Трите приноса на Комптъновото разсейване са:

1. *Комптъново разсейване в активния обем на детектора и последващо напускане на разсеяния квант.* Попадналият в детектора γ-квант се разсейва от един електрон и му предава (а чрез него на детектора) част от енергията си – между 0 и енергията на Комптъновия ръб (Compton Edge C.E.). На такова разсейване се дължат повечето импулси в областта, простираща се от началните канали на спектъра до Комптъновия ръб.

Пред линията на ^{137}Cs (E_γ = 661,7 keV) той е с енергия E_{CE} = 477,4 keV; пред линиите на ^{60}Co – съответно E_{CE1} = 963,4 keV ($E_{\gamma1}$ = 1173,2 keV) и E_{CE2} = 1118,1 keV ($E_{\gamma2}$ = 1332,5 keV) – вж. табл. 4.3 и фиг 7.8.

Налага се да се разгледа и случаят, когато след Комптъново разсейване разсеяният γ-квант се поглъща в детектора. Ако той се погълне изцяло, в детектора остава цялата енергия на падащия γ-квант и регистрираният импулс ще има амплитуда, пропорционална на цялата енергия на падащия γ-квант; т.е. той ще се регистрира в линията на пълно поглъщане на енергията (фотопика).



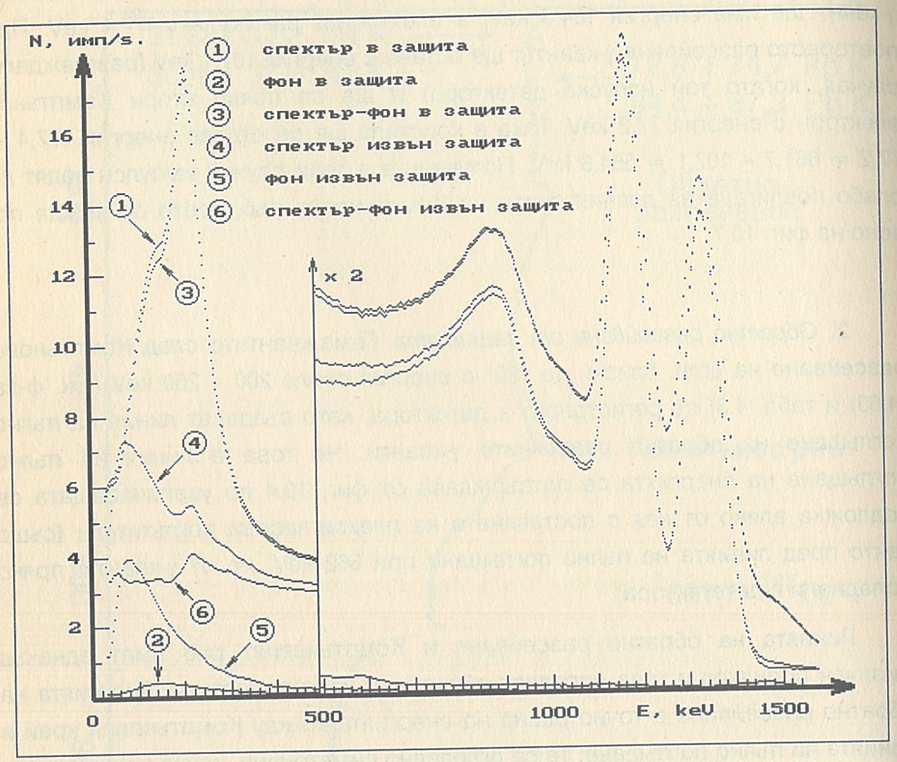
Фиг. 10.7. *Апаратурен спектър на ^{137}Cs, регистриран с помощта на полупроводников GeHP детектор*

Възможно е разсеяният квант да претърпи второ Комптъново разсейване и вторично разсеяният квант да напусне детектора. В реалните апаратурни спектри проявата на този ефект може да се открие, ако и двете разсейвания са станали назад ($\theta = 180°$). В случая на ^{137}Cs разсеяният назад γ-квант ще има енергия 184,3 keV, а електронът ще получи 477,4 keV. При повторното разсейване γ-квантът ще остане с енергия 107,1 keV (разглеждаме случая, когато той напуска детектора) и ще се появи втори Комптънов електрон с енергия 77,2 keV. Така в кристала ще се отдаде енергия 477,4 + 77,2 = 661,7 – 107,1 = 554,6 keV. Получените в този случай импулси водят до слабо повдигане на десния склон на Комптъновия ръб, което се вижда по-ясно на фиг. 10.7.

2. *Обратно разсейване от защитата.* Гама-квантите след Комптъново разсейване на ъгли, близки до 180° с енергия около 200 ÷ 250 keV (вж. ф-ла (4.60) и табл. 4.3) се регистрират в детектора, като създават линия на пълно поглъщане на обратно разсеяните γ-кванти. Че това е линия на пълно поглъщане на енергията се потвърждава от фиг. 10.4 по увеличаващата се подложка вляво от нея с поставянето на плексигласови поглътители (също както пред линията на пълно поглъщане при 662 keV, но от γ-кванти, пряко попаднали в дететектора).

Линията на обратно разсейване и Комптъновият ръб имат еднакъв физичен произход и това определя общите им характеристики. Енергията на обратно разсейване е точно равна на енергията между Комптъновия край и линията на пълно поглъщане; те са огледално симетрични, както се вижда по-добре на фиг. 10.7, която е с много по-добра разделителна способност. Разбира се, и в защитата Комптъновото разсейване става на произволни ъгли с вероятност, определяна по ф-ла (4.63) и енергия (съответно ф-ла (4.60)), също както и в активния обем на детектора. Но детекторът може да регистрира само тези разсеяни от защитата кванти, които са тръгнали към него, т.е. разсеяли са се на големи ъгли, близки до 180° и поради това се оформя сравнително тясна линия на обратно разсейване. Докато при разсейване вътре в активния обем детекторът получава енергията на всички електрони, независимо от ъгъла на разсейване на γ-квантите. Това определя много широко непрекъснато разпределение.

Върху линията на обратно разсейване силно влияние оказват предметите, заобикалящи източника и детектора. Това е илюстрирано на фиг. 10.8 – "околен предмет" е оловната защита.



Фиг 10.8. *Апаратурни γ-спектри на* ^{60}Co *в и извън оловна защита*

На нея са показани регистрираните апаратурни спектри (1 в защитата, 4 – извън), фонът при отстраняване на измервания източник (2 в защитата, 5 – извън) и съответно корегираните за фона спектри 3 и 6. Вижда се, че при измерването в защитата обратното разсейване рязко се увеличава и винаги трябва да се оценява целесъобразността от използването на защита. При измерването на силни източници, когато влиянието на фона, регистриран извън защитата, е малко, по-добре е да не се използва защита, защото върху

големия стръмен склон на обратното разсейване по-трудно се открива линия от гама-кванти с по-малка енергия. Същият ефект се проявява и при интегрално броене, напр. при измерване с радиометър. Околни предмети, включително стените и подът на помещението, могат повлияят както при калибрирането, така и при измерването.

3. *Комптъново разсейване под малки ъгли напред.* При разсейване на малки ъгли (фиг. 4.22) γ-квантът губи само малка част от енергията си. Ако след такова разсейване, което може да стане както в опаковката на детектора, така и в мъртвия слой на полупроводниковите детектори, γ-квантът се регистрира чрез пълно поглъщане, той ще предизвика импулси, оформящи областта 3 на фиг. 10.7. Някои от тях попадат и в "дупката" между Комптъновия ръб и линията на пълно поглъщане, илюстрирано на фиг. 10.4.

Раждане на двойка електрон-позитрон e^-e^+ и линии на излитане

Ако енергията на фотона E_γ е над праговата енергия $2m_0c^2$ (1022 keV), в полето на ядро могат да се родят двойка електрон e^- и позитрон e^+ (pair production). Вероятността за този процес зависи от Z^2 и нараства с енергията на падащите γ-кванти (вж. гл. 4).

Балансът на енергията при този процес е:

$$E_\gamma = 2\, m_0c^2 + E_{e^-} + E_{e^+}\,, \qquad (10.6)$$

където E_{e^-} и E_{e^+} са кинетичните енергии съответно на електрона и позитрона (поради равенството на масите им $E_{e^-} = E_{e^+}$). В този първи етап кинетичната енергия на заредените електрон и позитрон се отдава на детектора и амплитудата на получения от него импулс ще бъде пропорционална на тази енергия.

След спирането си позитронът анихилира с електрон, пораждайки най-често два γ-кванта с енергия по 511 keV (ортопозитроний). На този втори етап са възможни няколко случая, от които най-често се разглеждат три, които водят до образуване на линии в апаратурния γ-спектър:

♦ и двата анихилационни кванта се поглъщат изцяло в детектора (например чрез фотоефект и последващо поглъщане на характеристичното рентгеново лъчение или чрез Комптънов ефект и последващо поглъщане на Комптъново разсеяния квант). В този случай тяхната енергия се добавя към вече отдадената на детектора кинетична енергия на електрона и позитрона. Т.е. в детектора ще остане цялата енергия на γ-кванта и ще се регистрира импулс в линията на пълно поглъщане на енергията (фотопика).

♦ единият анихилационен квант се поглъща напълно в детектора, а вторият излита без взаимодействие с веществото на детектора. В този случай в детектора ще остане само част от енергията на γ-кванта, по-точно E_γ – 511 keV. Амплитудата на импулса ще бъде пропорционална на тази енергия и заедно с други импулси, образувани по този механизъм, ще създадат така наречената *линия на единично излитане* (single escape peak S.E.P.).

♦ и двата анихилационни кванта излитат от детектора без взаимодействие с веществото му. В този случай в детектора ще остане само кинетичната енергия на електрона и позитрона, която, както видяхме по-горе, е E_γ – 1022 keV. Получените по този начин импулси ще имат амплитуда, пропорционална на тази енергия и ще създадат така наречената *линия на двойно излитане* (double escape peak D.E.P.).

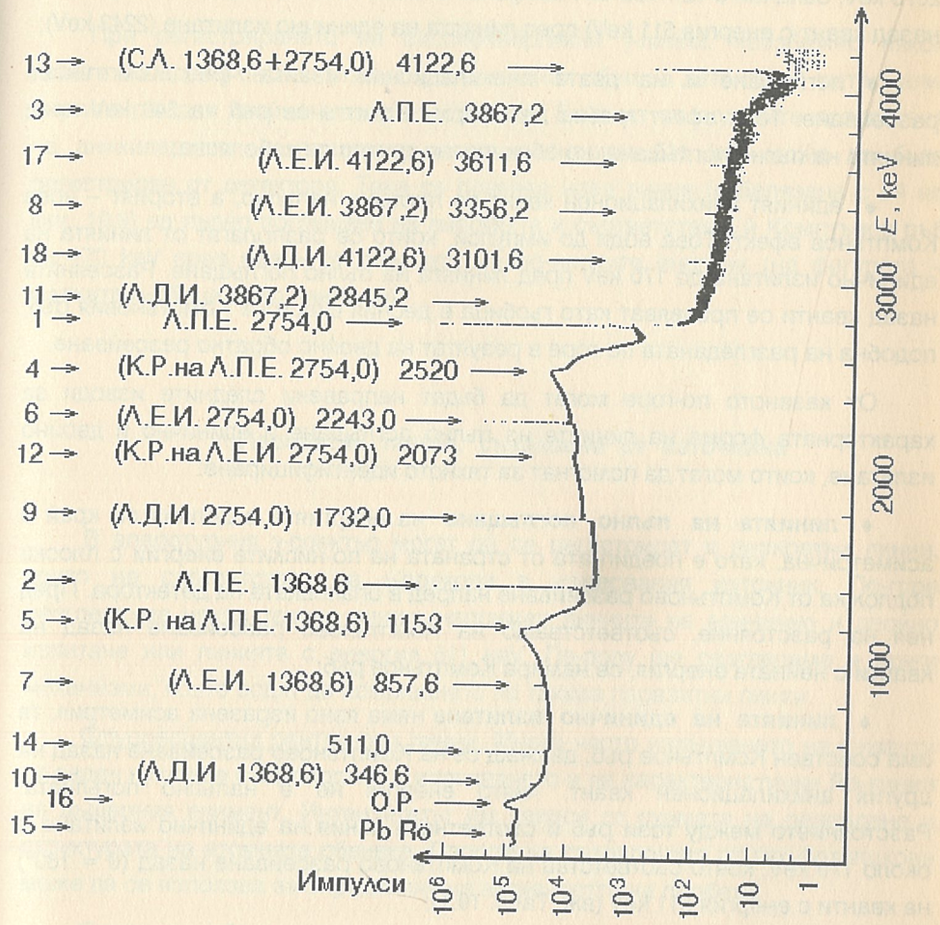
Тези процеси са илюстрирани на фиг. 10.9, на която е показан апаратурният спектър на ^{24}Na ($T_{1/2}$ = 15 h). Той има две силни γ-линии с енергии 1368,6 и 2754,0 keV (добив 100 %), излъчвани последователно при разпадането на едно ядро, и една слаба линия с енергия 3867,2 keV (добив 0,061 %). (Допълнителен коментар върху този спектър вж. и в т. "Сумарни линии".)

Описаните по-горе три процеса в конкретния пример водят до:

♦ появяването на три добре оформени линии на единично излитане (линии 6, 7 и 8 – по една за всеки гама-преход) и три на двойно излитане (линии 9, 10 и 11) и

♦ увеличаване площта на линиите на пълно поглъщане на енергията (линии 1, 2 и 3).

И линиите на пълно поглъщане, и линиите на единично или двойно излитане съдържат полезна информация и могат да се използват за спектрометрични цели.



Фиг. 10.9. *Апаратурен γ-спектър на* ^{24}Na

Освен тези три процеса са възможни и:

♦ излитане на единия анихилационен квант и поглъщане на втория чрез Комптънов ефект. В резултат пред линията на единично излитане се оформя Комптънов ръб (на примера се вижда само този от линията 2754,0 keV при 2073 keV, означен с 12). Той се намира на около 170 keV (енергията на разсеян назад квант с енергия 511 keV) пред линията на единично излитане (2243 keV);

♦ поглъщане и на двата анихилационни кванта чрез Комптъново разсейване. Този ефект трябва да оформя Комптънов ръб на 340 keV пред линията на пълно поглъщане, но обикновено трудно се забелязва;

♦ единият анихилационен квант се поглъща напълно, а вторият – чрез Комптънов ефект. Това води до импулси, които се разполагат от линията на единично излитане до 170 keV пред линията на пълно поглъщане. Разсеяните назад кванти се проявяват като гърбица в десния склон на Комптъновия ръб, подобна на разгледаната по-горе в резултат на двойно обратно разсейване.

От казаното по-горе могат да бъдат направени следните изводи за характерната форма на линиите на пълно поглъщане и единично и двойно излитане, които могат да помогнат за тяхното идентифициране:

♦ **линията на пълно поглъщане** на енергията в долния си край е асиметрична, като е повдигната от страната на по-ниските енергии с плоска подложка от Комптъново разсейване напред в опаковката на детектора. Пред нея на разстояние, съответстващо на Комптъново разсейване назад на кванти с нейната енергия, се намира Комптънов ръб;

♦ **линията на единично излитане** няма явно изразена асиметрия; тя има собствен Комптънов ръб, дължащ се на Комптъново разсейване назад на другия анихилационен квант, чиято енергия не е напълно погълната. Разстоянието между този ръб и съответната линия на единично излитане е около 170 keV, която съответства на Комптъново разсейване назад ($\theta = 180°$) на кванти с енергия 511 keV (вж. Табл. 10.1);

♦ **линията на двойно излитане** няма съответстващ Комптънов ръб, а показва явно изразена асиметрия (повдигане) в дясно, към по-високите енергии. Това повдигане е сума от Комптъновото разсейване на единия или и на двата анихилационни кванта и кинетичната енергия на електрона и позитрона. То се простира от мястото на линията на двойно излитане до линията на пълно поглъщане на енергията.

При използването на прецизни машинни програми, които изискват като входни данни параметри на линията (ширина и "опашки"), тези особености на формата на линиите могат да се използват за по-подробен анализ на спектъра.

При регистрирането на високоенергийни γ-линии, неизбежно някои кванти попадат в околни (извън чувствителния обем на детектора) материали, в които раждат двойка електрон-позитрон. Единият от родените вследствие на анихилацията на позитрона квант с енергия 511 keV може да бъде регистриран от детектора. Така се появява нова линия (отбелязана с 14 на фиг. 10.9) на пълно поглъщане на енергията и съответстващ й Комптънов ръб на 170 keV пред нея – от страната на по-ниските енергии (на фигурата – малката гърбица пред линия 10).

Паразитни линии, създавани от източника

В апаратурния γ-спектър могат да се регистрират и дискретни линии, които не съответстват на γ-преходи в измервания източник. По-горе разгледахме някои такива линии, например линиите на единично и двойно излитане или линията с енергия 511 keV. По-долу ще разгледаме и други механизми, които водят до появяването на такива паразитни линии.

Флуоресцентни рентгенови линии. Много често излъчването на γ-кванти от даден нуклид е съпроводено с излъчването и на характеристични Ro-линии на дъщерния елемент. Интензитетът им зависи от схемата на разпадане и структурата на атомната обвивка. Площта на създадените от тях фотопикове може да се използва за определяне на активността на пробата.

Освен тях, обаче, често се пораждат характеристични Ro-линии и на нерадиоактивни материали, обграждащи детектора, в които γ-квантите от измервания източник предизвикват фотоефект. В частност, при спектрометрирането на проби с ниски активности се използва оловна защита. От нея, освен споменатото по-горе Комптъново разсейване назад, което увеличава интензитета на широката линия на обратно разсейване, се избиват и

характеристични Ro-линии (табл. 10.3), които могат да бъдат регистрирани в апаратурния спектър.

Интензитетът на регистрираните в апаратурния спектър характеристични линии, породени в защитата и околните предмети, съществено зависи от използваната геометрия на измерване и конструкцията на защитата.

Таблица 10.3. *Характеристични Ro-линии на олово*

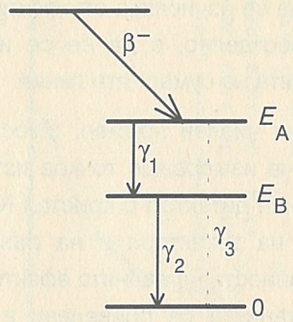
Линия	Енергия, keV	Интензитет, %
$K\alpha_2$	72,80	59,3
$K\alpha_1$	74,70	100
$K\beta_3$	84,45	11,6
$K\beta_1$	84,94	22,2
$K\beta_2$	87,3	10,2

Сумарни линии. Сумарните линии се дължат на регистрирането на един импулс от детектора, когато в него едновременно (или почти едновременно) попадат два или повече γ-кванта. Сумарните линии не са истински фонови линии, тъй като те се създават в активния обем на детектора от излъчвани от източника γ-кванти. Тяхната видима енергия не винаги съответства на преход в ядрото.

Различават се два вида сумарни линии: *истински сумарни линии* и *лъжливи (случайни) сумарни линии.*

Истинските сумарни линии се дължат на сумирането на енергиите на два (по-рядко на три и повече) гама-кванта, излъчени последователно (в съвпадение, в каскада) при разпадането на **едно** ядро, т.е. между тях съществува генетична връзка. Това е възможно, когато междинните възбудени нива, през които преминава разпадащото се ядро, имат много късо

време на живот (фиг.10.10). Амплитудата на импулса е пропорционална на сумата от енергиите, които γ-квантите са оставили в детектора.



Фиг. 10.10. *Опростена схема на разпадане, водеща до истински сумарни линии*

Интензитетите N_1 и N_2 на линиите на пълно поглъщане на енергията от γ-преходите и N_{12} на наблюдаваната сумарна линия са:

$$N_1 = A_0 . p_1 . \varepsilon_{t_1} . \varepsilon_{ph_1} . \omega$$

$$N_2 = A_0 . p_2 . \varepsilon_{t_2} . \varepsilon_{ph_2} . \omega \qquad (10.7)$$

$$N_{12} = A_0 . p_1 . \varepsilon_{t_1} . \varepsilon_{ph_1} . p_2 . \varepsilon_{t_2} . \varepsilon_{ph_2} . \omega^2$$

където: A_0 е активността на източника (Bq),

p_1 и p_2 – добивът на γ-квантите,

ε_{t1} и ε_{t2} – пълните ефективности за регистриране,

ε_{ph1} и ε_{ph2} – фоточастите на детектора (отношението на импулсите, регистрирани във фотопика към всички регистрирани импулси),

ω – пространственият ъгъл.

Изрично трябва да обърнем внимание, че приведената формула за броя на съвпаденията е вярна само ако между двата γ-кванта няма ъглова корелация – т.е. посоката на излитане на втория квант не зависи от посоката на излитане на първия. В противен случай, ако между посоките на γ-квантите има ъглова корелация, тя трябва да се отчете. Например, 511 keV-овите анихилационни кванти винаги излитат един срещу друг и поради това не

можем да наблюдаваме съвпадение между тях, ако източникът им е извън детектора, въпреки че те винаги се раждат по двойки.

Освен това трябва да се има предвид, че ефективността за регистриране на сумарна линия трябва да се изчислява от ефективностите за регистриране на двете й компоненти поотделно, а да не се използва калибровката на γ-спектрометъра за енергията на сумарната линия.

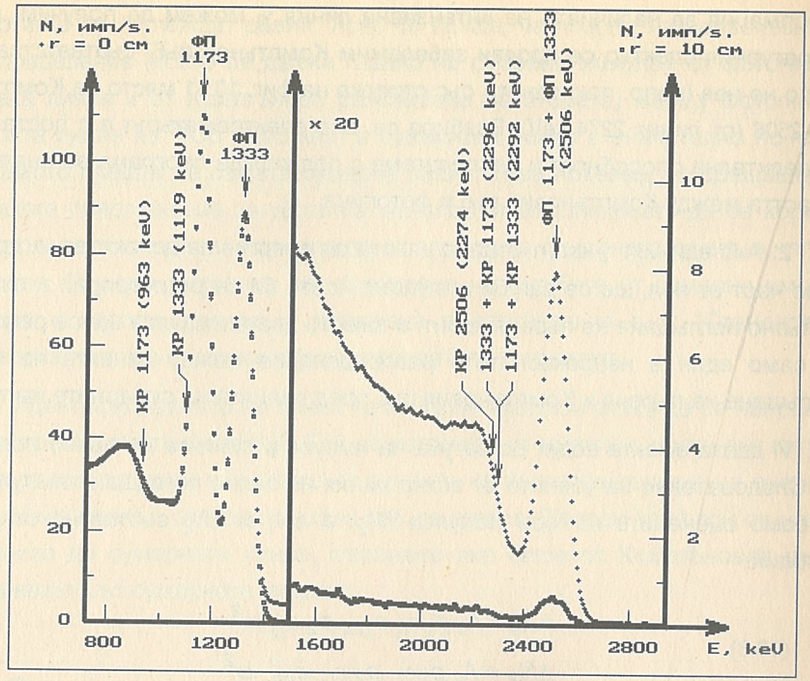
Нека разгледаме един числен пример, илюстриращ порядъка на тези величини. Предполагаме, че измерваме точков източник от ^{60}Co (активност 100 kBq) със сцинтилационен детектор с кристал NaI(Tl) с размери ∅ 80 x 80 mm, поставен на челото на детектора и на разстояние 100 mm от него. Необходимите числени стойности на пълната ефективност и фоточастта, както и резултатите от пресмятанията са приведени в табл. 10.4, а апаратурни γ-спектри, съответстващи на тези условия – на фиг. 10.11.

Обърнете внимание, че пълната ефективност и фоточастта на един детектор, освен от енергията, зависят и от геометрията на измерване, в конкретния пример от разстоянието между източника и детектора.

Вижда се, че броят на сумарните импулси рязко намалява с отдалечаването на източника от детектора. Ако при източник, поставен на челото на детектора, те са около 12 % от броя на импулсите в линията на пълно поглъщане, то при отдалечаване на 100 mm те са около 1 %. Очевидно появяването на сумарни импулси влияе върху точността на измерване, тъй като от **два** регистрирани кванта получаваме само **един** импулс.

Таблица 10.4 *Пример за регистриране на лъчението от* ^{60}Co

Енергия, keV	ε_t	ε_{ph}	N, imp/s	N_{12}, imp/s
h = 0 mm, ω = 0,5				
1173	0,634	0,421	13346	1601
1332	0,609	0,394	11997	
h = 100 mm, ω = 0,04				
1173	0,538	0,424	912	8
1332	0,516	0,405	836	



Фиг. 10.11. *Истински сумарни съвпадения от* ^{60}Co

За да отчетем правилно влиянието на сумарните импулси върху точността на резултата трябва да разгледаме три типа ефекти, които водят до сумиране на импулсите от съвпадащи по време γ-кванти:

1. Ако и двата γ-кванта оставят в детектора цялата си енергия, се губят импулсите им в съответните линии на пълно поглъщане на енергията, а се появява един импулс в сумарната линия. Импулс в тази линия може да се появи и ако ядрото излъчва γ-кванти с енергия, равна на енергията на сумарната линия. В примерната схема на разпадане, показана на фиг. 10.10, всяко ядро от нивото с енергия E_A може да се разпадне или преминавайки през нивото с енергия E_B, излъчвайки последователно квантите γ_1 и γ_2, или направо към основното ниво, излъчвайки само един квант γ_3. В апаратурния спектър сумарният импулс от първите два и импулса от γ_3 ще се регистрират в една и съща линия и не можем да разграничим приноса им в нея. Косвена

информация за наличието на интензивна линия γ_3 можем да получим, ако в апаратурния спектър се прояви забележим Комптънов ръб, съответстващ по място на нея (напр. показаното със стрелка на фиг. 10.11 място на Комптънов ръб 2506 (от линия 2274 keV). Разбира се, ако спектрометърът е с достатъчна разделителна способност и разполагаме с подходяща програма за анализ на областта между Комптъновия ръб и фотопика.

2. Ако единият γ-квант отдава цялата си енергия на детектора, а другият само част от нея, ще се загуби импулсът, който би се регистрирал в линията на пълно поглъщане на първия квант, а вместо двата импулса ще се регистрира само един в непрекъснатото разпределение между линията на пълно поглъщане на първия и Комптъновия ръб пред линията на сумарните импулси.

И двата ефекта водят до загуба на импулс в линията на пълно поглъщане. Следователно загубените от всяка линия на пълно поглъщане импулси не са само оценените по-горе импулси N_{12}, а ΔN_1 и ΔN_2 съответно от всеки фотопик:

$$\Delta N_1 = A_0 . p_1 . \varepsilon_{t_1} . \varepsilon_{ph_1} . p_2 . \varepsilon_{t_2} . \omega^2$$
$$\Delta N_2 = A_0 . p_1 . \varepsilon_{t_1} . p_2 . \varepsilon_{t_2} . \varepsilon_{ph_2} . \omega^2 , \quad (10.8)$$

т.е. пропорционални на всички регистрирани импулси от другия преход, а не само регистрираните в линията му на пълно поглъщане на енергията. В горния числен пример за източник, поставен върху челото на детектора ΔN_1 = 4064 имп/s и ΔN_2 = 3803 имп/s; т.е. всеки от двата фотопика ще бъде с около 30 % по-малък, отколкото в случая, когато няма сумарни съвпадения (между двата γ-прехода няма генетична връзка). При разстояние 10 cm загубата е около 2 %.

3. Ако и двата γ-кванта отдават част от енергията си в детектора, се появява импулс в непрекъснатото разпределение от началото на спектъра до сумата на Комптъновите им ръбове, но това не влияе върху площите на пълното им поглъщане. Обаче намалява общият брой импулси при интегрално броене.

Този случай (с известна разлика на активността на използвания източник в сравнение с тази, за която са направени числените оценки) е илюстриран на фиг. 10.11. Мащабите на спектрите от измерванията на двете разстояния са подбрани така, че визуално площите на линиите на пълно поглъщане на

енергията да изглеждат равни. Ясно се вижда, че площта на непрекъснатото разпределение (която се дължи главно на сумарни импулси от фотопика на едната линия и от Комптъново разсейване на втората) между фотопика на втората линия на ^{60}Co (1333 keV) и сумарната линия е значително по-голяма отколкото площта на самата сумарна линия. Това показва, че срещащото се понякога предложение загубата на импулси от фотопиковете да се коригира като към тях се прибави половината от площта на сумарната линия, е напълно негодно. Точната методика за коригиране на загубите от сумарни импулси, заедно с числен пример, е изложена в разгледания в т. "Стандарти за проверка на гама-спектрометрична апаратура" стандарт.

Идентифицирането на линия на сумарни импулси може да се направи по мястото на Комптъновия ръб. Той се изгражда от импулси, чиято амплитуда е сума от амплитудите на импулс от линията на пълно поглъщане на енергията на единия квант и от Комптъновия ръб на другия. Поради това той се намира по-близо до сумарната линия, отколкото ако беше от Комптъновия ръб на гама-квант със сумарната енергия.

Тези ефекти оказват същото влияние и ако съвпаденията са случайни.

Освен съвпадането на два γ-кванта, ефект на сумиране може да се наблюдава и между γ-квант и съвпадащо по време с него друго лъчение: Ro-кванти (от вътрешна конверсия или електронно залавяне), β-частици или тяхното спирачно лъчение; анихилационно лъчение след позитронно β^+ разпадане.

Истинските сумарни линии често присъстват в апаратурните гама-спектри. Те лесно се откриват на апаратурния спектър на ^{24}Na, показан на фиг. 10.9. С 1 и 2 са означени линиите на пълно поглъщане на енергията на силните γ-преходи с енергия 2754,0 и 1368,6 keV, а с 3 – на слабата линия 3867,2 keV. Пред първите две се виждат добре изразените Комптънови ръбове 4 и 5 (поради лошата статистика такъв ръб не се забелязва пред слабата линия) с добре изразени повдигания на десните им склонове както поради двукратно Комптъново разсейване назад, така и поради поглъщане на единия анихилационен квант чрез пълно поглъщане, а на втория – чрез Комптънов ефект. Съответните линии на единично излитане (6,7 и 8) и на двойно излитане

(9,10 и 11) лесно се откриват по характерните асиметрии в основата им, описани по-горе. Пред линията 6 се вижда и съответният й Комптънов ръб 12.

Сумирането на импулсите от двата силни γ-прехода се проявява в сумарната линия 13 (1398,6 + 2754,0 = 4122,6 keV). Пред сумарната линия, ако поне единият гама-квант е с достатъчна енергия, за да предизвика раждане на двойка електрон-позитрон, също могат да се появят линии на единично и на двойно излитане. В разглеждания спектър това са линиите 17 и 18.

Взаимодействието на γ-квантите със защитата води до появяването на линия на пълно поглъщане на анихилационните кванти 14 с енергия 511 keV и съответния й Комптънов ръб, върху който се намира линията 10 (случайно съвпадане по енергия), характеристичните Ro-линии на оловото 15 и обратното разсейване 16.

Този спектър е много добра илюстрация на проблемите на γ-спектрометричния анализ, който създават различните взаимодействия на γ-квантите с веществото – **три** γ-прехода в един нуклид създават **18 различни линии** (или характерни области). Натрият (например като NaCl) е широко разпространен елемент и поради това този спектър често присъства като фон в повечето неутронно-активационни анализи.

Сумарни линии от гама-квант и генетично свързан с него Рентгенов квант се виждат на фиг. 10.13.

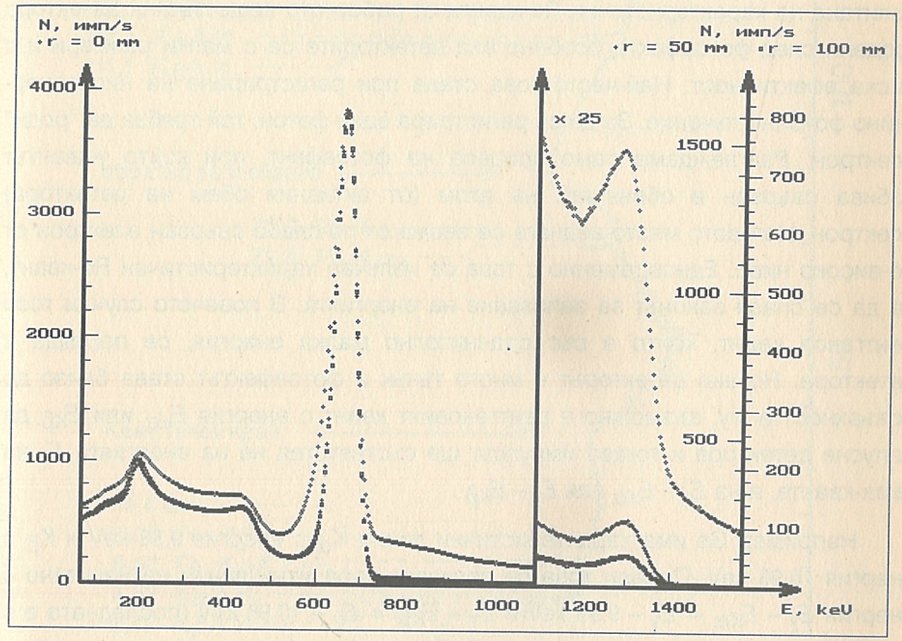
Лъжливите (случайни) сумарни линии се дължат на сумирането на импулсите от два γ-кванта, които не са излъчени в каскад. Между тях няма генетична връзка, излъчени са при разпадането на две различи ядра и *случайно* са попаднали почти едновременно в детектора – в интервал време, по-малък от разделителното време на детектора τ. Вероятността за регистриране на лъжлив (случаен) сумарен импулс е

$$N_{12} = A_0^2 . p_1 . \varepsilon_{t_1} . \varepsilon_{ph_1} . p_2 . \varepsilon_{t_2} . \varepsilon_{ph_2} . \omega^2 . 2\tau = 2\tau . N_1 . N_2 , \qquad (10.9)$$

където са използвани означенията от ф-ла (10.7).

Обикновено лъжливите сумарни линии са пренебрежимо слаби, но тъй като интензитетът им зависи от квадрата на активността, в някои случаи

могат да бъдат съществени. Напр. на фиг. 10.12 е показан спектърът на ^{137}Cs, регистриран със сцинтилационен детектор NaI(Tl) с размери ∅ 76x76 mm при три различни скорости на броене, постигнати с един източник, поставен на 3 разстояния до детектора. Мащабите по оста *Y* са подбрани така, че площите на линиите на пълно поглъщане на енергията видимо да изглеждат равни. Вижда се появяването на втори максимум на лъжливи сумарни импулси и на Комптъново разпределение пред него, дължащо се на случайното сумиране от разсеяни в детектора γ-кванти, когато източникът е близо до детектора (голям пространствен ъгъл ω).



Фиг. 10.12. *Случайни сумарни съвпадения от* ^{137}Cs.

Поради случайното застъпване на импулсите амплитудата на сумарния импулс **не е** сума от амплитудите на двата импулса (както е при истинските съвпадения), а има случайна стойност до тази сума. Поради това линията на случайните сумарни импулси не е така добре изразена, както при истинските

съвпадения (сравни с фиг. 10.11). Също така се наблюдава и забележима разлика в областта на Комптъновото разпределение пред фотопика между спектъра от разположен върху челото на детектора източник и останалите два. Частично тази разлика се дължи на изменение на фоточастта поради променената геометрия на измерване и частично – на случайни съвпадения от импулси, получени в резултат на еднократно Комптъново разсейване и излитане на разсеяния квант.

Линии на излитане. При разглеждането на апаратурни γ-спектри често се описват линиите на единично и двойно излитане при раждането на двойка електрон-позитрон (вж. по-горе). Но може да се наблюдават и линии на излитане на характеристични Ro-кванти от работното вещество на детектора (родени след фотоефект), особено ако детекторите са с малки размери и с ниска ефективност. Най-често това става при регистриране на нискоенергийно фотонно лъчение. За да се регистрира един фотон, той трябва да "роди" електрон. Разглеждаме само процеса на фотоефект, при който γ-квантът избива свързан в обвивката на атом (от активния обем на детектора) електрон. Неговото място веднага се заема от по-слабо свързан електрон от по-високо ниво. Едновременно с това се излъчва характеристичен Ro-квант, за да се спази законът за запазване на енергията. В повечето случаи този рентгенов квант, който е със сравнително малка енергия, се поглъща в детектора. Но ако детекторът е много тънък и фотоефектът става близо до повърхността му, възможно е рентгеновият квант с енергия $E_{K\alpha}$ или $E_{K\beta}$ да напусне детектора и тогава импулсът ще съответства не на енергията E_γ на гама-кванта, а на $E_\gamma - E_{K\alpha}$ или $E_\gamma - E_{K\beta}$.

Например Ge има характеристични линии K_α с енергия 9,88 keV и K_β с енергия 10,98 keV. Поради това се появяват паразитни линии на излитане с енергия $E_\gamma - E_{K\alpha} = E_\gamma - 9{,}88$ keV и $E_\gamma - E_{K\beta} = E_\gamma - 10{,}98$ keV (последната е с около 5 пъти по-малка вероятност). Те са много добре илюстрирани на фиг. 10.13, на която е показан апаратурният γ-спектър на ^{57}Co, регистриран с тънък Ge-детектор. Co има три γ-линии – 14,4, 122,1 и 136,5 keV (от които първите две са в каскада, а третата е паралелна на тях) и характеристични Ro-линии на дъщерния елемент Fe с енергии 6,40 и 7,06 keV. Освен техните фотопикове се наблюдават и линии с енергии:

3,42 keV – K_β излитане от γ-линията 14,4 keV,

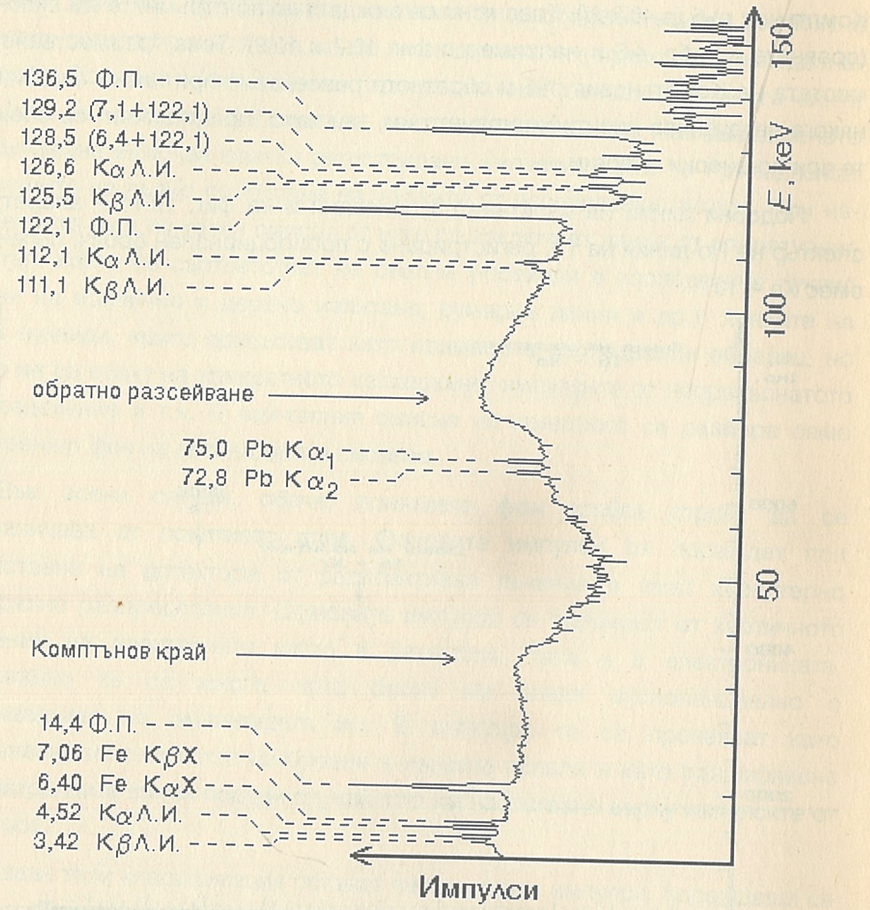
4,52 keV – K_α излитане от γ-линията 14,4 keV,

111,1 keV – K_β излитане от γ-линията 122,1 keV,

112,2 keV – K_α излитане от γ-линията 122,1 keV,

125,5 keV – K_β излитане от γ-линията 136,5 keV,

126,6 keV – K_α излитане от γ-линията 136,5 keV.



Фиг. 10.13. *Апаратурен γ-спектър на* ^{57}Co, *регистриран с тънък* Ge-*детектор*

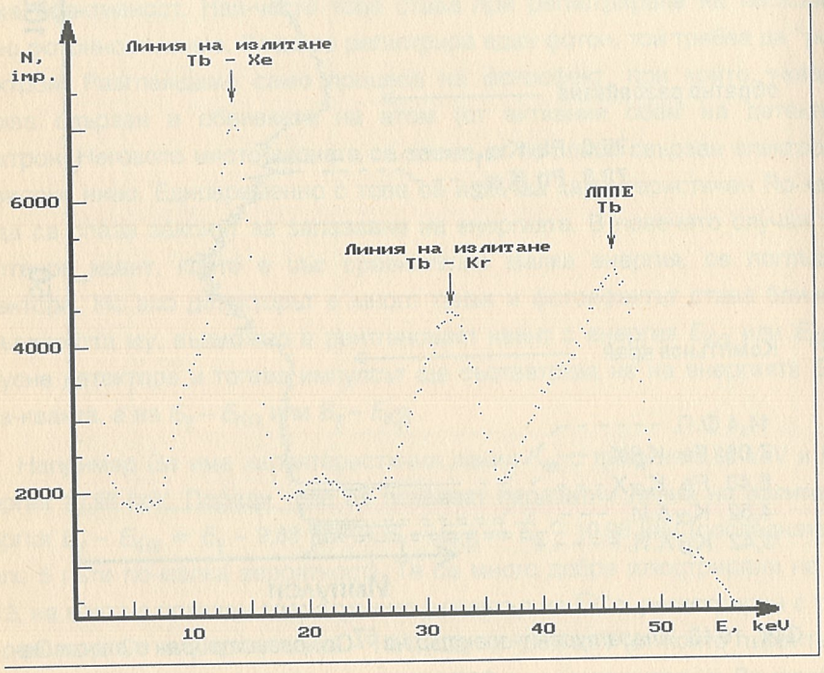
Освен тези линии се наблюдават и сумарни линии между Ro-лъчение на Fe с 122,1 keV γ-квантите:

128,5 keV – сума от 122,1 keV и 6,4 keV,

129,1 keV – сума от 122,1 keV и 7,1 keV.

Линиите при 72,8 и 74,7 keV са характеристично лъчение от оловото на защитата. Отбележете също, че линията на обратно разсейване на γ-квантите 122,1 и 136,5 keV (≅ 85 keV) е при по-висока енергия, отколкото техния Комптънов ръб (≅ 40 keV). Това ясно се вижда и по по-стръмните им склонове (сравнете с табл. 4.3 и например с фиг. 10.7 и 10.9). Това "разместване" на местата на Комптъновия ръб и обратното разсейване при ниски енергии понякога затруднява идентифицирането им, тъй като "по-привични" са спектрите при по-високи енергии.

Подобни линии на излитане са показани и на фиг. 10.14 – апаратурен спектър на Ro-линия на Tb, регистрирана с пропорционален брояч, пълен със смес Xe + Kr.



Фиг. 10.14. *Спектър на* Ro-*линия на* Tb, *регистрирана с пропорционален брояч, пълен със смес* Xe + Kr.

11. ФОН НА ДЕТЕКТОРНАТА СИСТЕМА

Под **фон на детекторната система** тук разбираме всички паразитни импулси, регистрирани от нея, които не се дължат на γ-преходи в изследваната проба. Понятието "фон на детекторната система" се използва много често, но рядко се конкретизира смисъла, който се влага в него. Най-разширеното му тълкуване включва всички регистрирани импулси, които не принадлежат на линиите на пълно поглъщане на γ-кванти от изследвания нуклид. При използването му в по-тесен смисъл от него се изключват линии от апаратурния спектър, които не съответстват на реални γ-преходи в изследвания нуклид (линии на единично и двойно излитане, сумарни линии и др.); линиите на други нуклиди, които присъстват като примеси в изследвания образец, но които не са обект на конкретното изследване; импулсите от непрекъснатото разпределение и т.н. В най-тесния смисъл на понятието се разбира само собственият фон на детекторната система.

Във всеки случай, обаче, понятието **фон** трябва строго да се разграничава от понятието **шум**. Фоновите импулси се пораждат при задействане на детектора от радиоактивно лъчение и имат характерно спектрално разпределение. Шумовите импулси се пораждат от хаотичното движение на електроните както в детектора, така и в електрониката. Обикновено те са много, като броят им спада експоненциално с увеличаването на амплитудата им. В спектъра те се проявяват като увеличаване на скоростта на броене в първите канали и като разширяване на спектралните линии поради случайното им наслагване върху импулсите от детектора.

Извън тази класификация остават **паразитните** импулси, пораждащи се от електромагнитни смущения в проводниците, самовъзбуждане на отделни стъпала на електрониката, искрене или лоши контакти и т.н. Те могат да имат или непрекъснато разпределение, или да оформят отделни линии, които (особено при сцинтилационните детектори) наподобяват спектрални линии. За разлика от фоновите и шумовите импулси, които са неизбежни, паразитните импулси са признак на лоша конструкция или лоша работа на

електрониката и трябва да бъдат надеждно отстранени преди започване на измерванията.

За коригирането на спектъра на проба поради фона има две възможности:

- поканално изваждане на фоновия спектър от спектъра на пробата;
- независимо пресмятане на площите на идентифицираните линии във фоновия спектър и спектъра на пробата, след което от площта на линията в спектъра на пробата се изважда площта на съответната линия (със същата енергия) от фоновия спектър, евентуално след коригиране за времето на набиране на спектрите (ако не е еднакво), а по формулата за разпространение на неопределеностите се определя неопределеността на коригираната площ на линията.

И двата начина имат своите предимства и недостатъци.

При поканалното изваждане:

- ако има малка разлика (по-малка от ширината на линията) в енергийната калибровка, при регистрирането на двата спектъра се появяват лъжливи минимуми и максимуми;
- променя се статистическата неопределеност на броя на импулсите във всеки канал, а повечето програми предполагат, че средноквадратичното им отклонение е $\sqrt{N}$;
- възможно е появяването на отрицателни стойности в някои канали, което в зависимост от използваните алгоритми може да доведе до непредсказуеми резултати. Някои програми и алгоритми "тълкуват" отрицателното число като допълнително до максималното, което могат да съхраняват в паметта си. Например многоканалният анализатор CANBERRA-30 може да натрупва до 999 999 импулса в канал и бройка – 5 импулса (във фоновия спектър в този канал са натрупани 5 импулса повече, отколкото в спектъра на пробата) от анализатора се възприема като 999 999 – 5 = 999 994 импулса. Някои алгоритми използват логаритмуване или коренуване на броя на импулсите и появата на отрицателна стойност води до фатална грешка. Понякога се среща "защита", като предварително се проверява съдържанието на каналите и отрицателните стойности се заменят с 0 или 1. Това обаче води до

отместване на средната стойност в определени интервали и в крайна сметка – отново до неточна апроксимация.

При предварителното определяне на площите на линиите горните проблеми се избягват, но се появява нов, ако близо до анализираната линия на пробата има линия на фона, но несъвпадаща точно по енергия. Тогава линията на пробата не може да се обработи като единична, а трябва да се използват алгоритми за разделяне на дублети. Като правило те са по-бавни и водят до по-неточни резултати. При използването на по-прост алгоритъм с прекарване на права или полином за описване на подложката, слаба фонова линия в основата на анализираната линия води до намаляване на площта на последната.

И в двата случая трябва да се помни, че измерваната проба може да промени фона, измерен при отсъствието й.

ФОН ПРИ ОТСЪСТВИЕТО НА ИЗМЕРВАН РАДИОАКТИВЕН ИЗТОЧНИК

Дори когато не сме поставили източник до детектора, той ще брои с някаква скорост и със специфично енергетично разпределение лъчението от естествени или изкуствени (техногенни) радионуклиди, намиращи се около източника или космичното лъчение. Понякога това се нарича **собствен фон** на детекторната система; понякога под **собствен фон** се разбират само импулсите, породени от радионуклидите, които се съдържат в работното вещество на детектора и минимално необходимите материали на конструкцията му, а заедно с добавката от радионуклидите в околната среда се нарича **фон на детектора (детекторната система)**. Независимо от определението, фон неизбежно присъства и трябва да бъде намален до приемливо ниво, тъй като влошава качествата на γ-спектрометъра поради:

- регистрирането на линии, които не принадлежат на изследвания обект;
- увеличаване на броя на непрекъснато разпределените импулси, което покачва *долната граница на детектиране* LLD и *минимално детектируемата активност* (Minimal Detectable Activity MDA).

Естествените радионуклиди, които имат най-голям принос в собствения фон, са от трите известни семейства на ^{232}Th, ^{235}U и ^{238}U, и от ^{40}K. Това са така наречените радиогенни радионуклиди, образували се при създаването на звездите. Поради изключително големите им периоди на полуразпадане, съизмерими с времето на живот на Вселената, те все още съществуват в измерими количества.

Родоначалниците на тези семейства (вж. Приложение 5) имат изключително дълъг период на полуразпадане, няколко порядъка по-голям от най-дългия период на дъщерните радионуклиди. Поради това трябва да съществува вековно равновесие и би могло по пряко измерени интензитети на линии на някои членове на тези семейства (които са изключително богати на γ-линии), след като се коригират вероятностите за α- и β-клонове, да се определи активността или съдържанието на други, включително и на родоначалниците на семействата. Обаче поради различните химични свойства на майчините и дъщерните радионуклиди, е възможно да се наблюдава нарушаване на това равновесие, например:

- Th и U могат да се разделят в геологично време поради различната им разтворимост. На това се основава методът за датиране по отношението $^{234}U/^{230}Th$;
- не се наблюдава равновесие между ^{238}U и ^{222}Rn и дъщерните му радионуклиди. Радонът е благороден газ и лесно излита от минералната матрица.

Следи от U и Th има в много конструкционни материали. ^{222}Rn може да се натрупва в затворени помещения и дъщерните му продукти ^{214}Pb и ^{214}Bi повишават фона. При необходимост трябва да се използва вентилиране с незамърсен с радон газ за намаляване на фона. Най-често се използва газообразния азот, изпаряващ се от охладителя на полупроводниковия детектор. който с подходяща тръбичка се отвежда вътре в защитата.

Естественият калий съдържа 0,0117% (Внимание! В някои справочници и публикации се среща грешна, 10 пъти по-голяма стойност 0,117%) от радионук-лида ^{40}K с период на полуразпадане $T_{1/2} = 1{,}28.10^9$ год., излъчващ при 10,67 % от всички разпадания γ-линия с енергия 1460,75 keV. Често тази линия е една от най-силните компоненти на фона.

Тези радионуклиди могат да присъстват не само в обкръжението на детектора, като геологични структури и конструкционни материали на сградите, но също и в конструкционните материали на детектора, криостата, оловната защита. Например за особено нискофонови защити се използва старо олово (произведено преди 200 – 300 години), в което се е разпаднал ^{210}Pb ($T_{1/2}$ = 21 год.). При необходимост може да се заяви детекторна система в нискофоново изпълнение, за която фирмите-производители подбират достатъчно чисти материали. Но винаги трябва да се оценява дали това е действително необходимо и дали увеличаването на цената е оправдано.

По-малък принос в собствения фон на детекторната система имат **космогенните радионуклиди**, които се образуват в земната атмосфера под действието на космичните лъчи. Такива са ^{3}H, ^{7}Be, ^{10}Be, ^{14}C, ^{32}P, ^{81}Kr и др. Те имат сравнително кратки периоди на полуразпадане (в сравнение с геологичните мащаби време), но тяхното количество на Земята е в динамично равновесие – колкото се разпадат за единица време, толкова и се образуват от взаимодействието на космичните лъчи с атмосферата. Разбира се, винаги трябва да се има предвид, че в резултат на човешката дейност е възможно по-голямо или по-малко нарушаване на равновесното им количество в глобален или регионален мащаб.

Изкуствените или **техногенните радионуклиди** са резултат от човешката дейност. Например ^{134}Cs (дължащ се на Чернобилската авария) или ^{137}Cs (дължащ се на изпитанията на атомните бомби и на Чернобилската авария) са широко разпространени в околната среда и трябва да се отчитат при нискофоновите измервания. ^{60}Co често присъства в стоманата. Конструкционните материали трябва да се избират внимателно, за да се намали до минимум тази съставяща на фона.

Космичното лъчение създава и пряко фонови импулси в детекторната система. То е съставено главно от протони и α-частици с енергия $10^8 \div 10^{11}$ GeV, идващи от космическото пространство. Тези частици си взаимодействат в стратосферата, раждайки π и K мезони, мюони и неутрино. Потокът частици на морското ниво типично е около 10^{-2} частици/(cm^2.s) в стерадиан, разпреде-лени по закона $\cos^2\theta$, където θ е азимуталният ъгъл. Около 75 % от частиците на морското ниво са мюони, докато протоните са около 0,1 % от всички частици.

Космичните лъчи и породените от тях в земната атмосфера частици пряко (а не посредством космогенните радионуклиди) предизвикват фонови импулси по два механизма:

Преки, мигновени импулси. Те се дължат на преките загуби на енергия на заредените частици, като създават непрекъснат, с широк максимум спектър. По време те съвпадат с първичната частица.

Електрони с енергия над 10 MeV, мезони над 100 MeV и протони над 1000 MeV в резултат на удари и йонизация отдават около 1,2 MeV.cm^2/g. Така космичните частици пораждат импулси, съответстващи на около 10 MeV на сантиметър пробег в активния обем на детектора и създават линия в спектъра, чието място зависи от дебелината на пролъчвания детектор. Освен това те увеличават и непрекъснатото разпределение на фона при всички енергии в резултат на Комптъново разсейване и спирачно лъчение. Понякога могат да предизвикват и осцилации в основния усилвател, увеличаващи фона в нискоенергетичната част на спектъра.

Интензитетът на тези мигновени фонови импулси може да се намали с подходяща *активна защита* със схема на антисъвпадения.

Закъснели (задържани) фонови импулси. При взаимодействието на космични частици с веществото, главно с висок атомен номер Z, се пораждат бързи неутрони. На морското ниво в 1 kg Pb се образуват около 0,11 n/min. Те предизвикват ядрени реакции, от които се регистрират дискретни γ-линии, например:

Енергия, keV	Реакция
595,8	^{74}Ge (n, n')
846,8	^{56}Fe (n, n')
2614,6	^{208}Pb (n, n')

и редица други.

Бързите неутрони могат да се забавят и създават поток около $(1 \div 3).10^{-3}$ n/(cm^2.s) бавни неутрони. Последните предизвикват активация, съпроводена с излъчването на γ-кванти, например:

Енергия, keV	Реакция
139,7	при изомерния преход на ^{75m}Ge ($T_{1/2}$ = 47 s)
198,3	^{70}Ge (n, γ) ^{71}Ge – сумарна линия на 23,4 и 174,9 keV
215,5	β^- разпадане на ^{77m}Ge
558,2	^{113}Cd (n, γ) ^{114}Cd
651,0	^{113}Cd (n, γ) ^{114}Cd .

Подобни компоненти на фона могат да се създават не само от неутроните, породени от космичното лъчение, но и от неутрони от неутронни източници и ядрени реактори, разположени близо до детекторната система.

Характерното е, че фоновите γ-кванти, излъчени в резултат на ядрени реакции, не съвпадат по време с първичното лъчение и поради това *не могат да бъдат подтиснати* с помощта на схеми на антисъвпадения.

Спирачно лъчение. Заредените космични частици и родените от тях (също така заредени) протони, електрони, позитрони, главно в защитата на детектора, предизвикват спирачно лъчение и анихилационни линии. Те създават принос във фона на *защитен* детектор в нискоенергетичната част на спектъра.

ФОН, ДЪЛЖАЩ СЕ НА ИЗМЕРВАНИЯ РАДИОАКТИВЕН ИЗТОЧНИК

Измерваният радиоактивен източник създава, освен линиите на пълно поглъщане, които обикновено ни интересуват и ги разглеждаме като полезен сигнал, и импулси, чиито амплитуди са непрекъснато разпределени или групирани в по-тесни или по-широки линии. Тях също разглеждаме като фон, който повишава долната граница на детектиране и минималната детектируема активност.

Най-важната съставка на този фон е Комптъновото разсейване. Като физичен процес то беше разгледано в гл. 4 , т. "Взаимодействие на γ-квантите с веществото", а влиянието му върху апаратурния γ-спектър – в гл.

10, т. "Апаратурен γ-спектър". Поради това тук ще отбележим накратко само приноса му към фона. Това става по три пътя:

♦ Комптъново разсейване в активния обем на детектора, което създава основната част от непрекъснатото разпределение от началото на спектъра до Комптъновия ръб;

♦ обратно разсейване от защитата, което създава сравнително тясна линия на обратно разсейване в областта 200 ÷ 250 keV;

♦ Комптъново разсейване на малки ъгли, което дава сравнително по-малък принос в областта между линията на обратното разсейване и линията на пълно поглъщане.

Непрекъснатото разпределение на импулсите може да бъде намалено чрез намаляване на нечувствителния обем на детектора, чрез внимателно проектиране на криостата и кожуха на детектора и подходящо разположение на източника. Така например, трябва да се осигури минимално разстояние между източника и детектора. Това както увеличава скоростта на броене, така и намалява относителния принос на разсеяните от защитата кванти, но може да създаде и проблеми със сумарни съвпадения и висока скорост на броене при измерване на силни източници.

Взаимодействието на γ-квантите чрез фотоефект в защитата поражда характеристично рентгеново лъчение. Например на фиг. 10.7 ясно се виждат рентгенови линии на оловото в канали с енергия около 80 keV. Характеристични рентгенови линии се излъчват и от самия източник при прегрупирането на електронната обвивка в момента на разпадането на ядрото – на горната фигура това са линиите на Ba в началото на спектъра.

Сечението за Комптъновото разсейване слабо зависи от поредния номер Z на атомите на защитата, докато за фотоефекта е пропорционално на $Z^4 \div Z^5$. Тъй като при фотоефекта практически не се пораждат фонови импулси (с изключение на характеристичните Ro- кванти), това е едно съображение за предпочитане на по-тежки материали при изработването на защитите.

Спирачно лъчение. И то има важно значение при измерването на ниски активности. Дължи се предимно на електрони, спирани в детектора и обкръжаващите го материали. Електроните могат да бъдат от β-разпадането

както на самия източник, така и на разпръснати радионуклиди, а също така и породени от космичното лъчение.

Вероятността за спирачното лъчение е пропорционална на $Z.E$ (където Z е поредният номер на материала, а E – максималната енергия на електроните). Поради това за намаляване на спирачното лъчение трябва да се използват леки материали около детектора. Спектърът на спирачното лъчение е непрекъснат, с разпределение $1/E$ и се простира от енергия 0 до максималната енергия на електроните.

Основен принос в спирачното лъчение има замърсяването с ^{210}Pb в защитата чрез β-спектъра на дъщерния му ^{210}Bi с максимална енергия 1,16 MeV. ^{210}Pb също има и сравнително слаба (≈ 4 %) γ-линия с енергия 46,5 keV.

Отделно трябва да отбележим влиянието на измерваната проба, което може да се проявява по два начина:

♦ *намаляване на фона* поради екраниращото действие на голямообемни проби в геометрия "Маринели". То може да бъде съществено когато се анализират проби за съдържанието на естествени радионуклиди, чиито линии присъстват и във фоновия спектър. В такива случаи се препоръчва фонът да се измерва с "празна" проба с плътност и химичен състав, близки до измерваната проба, но със сигурност не съдържаща естествени радионуклиди;

♦ *появяване на фотопикове*, породени от реакции на космичното лъчение (и продуктите му). Например във водни проби е възможна реакцията ^{1}H(n, γ) ^{2}H, при която се излъчва γ-квант с енргия 2223 keV. Фотопикът му и съответните линии на единично и двойно излитане могат да се наблюдават при прецизни измервания.

ПАСИВНА ОЛОВНА ЗАЩИТА

При измерването на нискоактивни проби се налага използването на пасивна защита за намаляване на фоновите импулси от околната среда. Добрата защита е удачен компромис между противоречиви изисквания, налагани от физичните процеси, предназначението на защитата, достъпността на радиационно чисти материали, допустимите размери и тегло, финансовите възможности, удобството за работа.

Основни критерии от практиката са:

1. Размерите и теглото на защитата трябва да са минимални. В защитата трябва да се поставя само измерваната проба и активната част на детектора. Дюаровият съд (при използването на полупроводников детектор) трябва да е извън защитата – поставянето му вътре само увеличава ненужно размерите й и създава допълнителни проблеми за търсене на нискофонови материали за изработването му.

2. Детекторът трябва лесно да се поставя и изважда от защитата. Идеалното е, ако веднъж инсталиран, повече да не се налага да бъде изваждан. Затова детекторът и защитната система трябва да имат устройство за преливане на течния азот, за да се избегне вадене на детектора при седмичното му пълнене. Но въпреки това изваждане на детектора все пак се налага и затова още при конструирането на защитата трябва да се помисли за монтирането на детектора.

3. Поставянето на пробата трябва да бъде удобно за оператора. Това е операция, която при интензивна рутинна работа може да се извършва няколко десетки пъти на ден.

4. Защитата трябва да бъде приспособена за различни размери и форми на пробите. Детекторът трябва да бъде разположен в центъра на защитата, за да се минимизира разсейването от стените й. Още при конструирането или избора й трябва да се оцени максималният размер на пробите, които се предвижда да бъдат измервани. Поставянето на пробата трябва да бъде точно възпроизводимо и лесно проверявано от оператора.

За ориентиране в табл. 11.1 е показана минималната детектируема активност MDA при γ-спектрометриране на някои нуклиди.

Таблица 11.1. *Ориентировъчни стойности на* MDA

Нуклид	Енергия, kev	MDA	
		pCi	Bq
^{57}Co	122	2	0,07
^{139}Ce	165	3	0,1
^{137}Cs	662	6	0,2
^{60}Co	1332	10	0,4

Оценките са направени при следните параметри на системата:

Защита:

Дебелина на стените	-	10 cm
Вътрешни размери	-	диам. 30 x 40 cm
Материал	-	нискоактивно олово
Детектор:	-	германиев
Отн. ефективност	-	12 %
Раделителна способност, FWHM:		
	-	1,95 keV при 1332 keV
	-	0,90 keV при 122 keV
Скорост на броене на фона:	-	2,25 imp/s в интервала 50 keV ÷ 2,7 MeV

MDA е изчислена при предположение за 50 % статистическа неопределеност, време на измерване 50 000 s и разстояние между източника и детектора 1 cm.

При създаването на нискофонова детекторна система трябва да се отчи-та влиянието на най-различни фактори и да се търсят разумни компромиси. При различни нива на "нискофоновост" трябва да се оценява кои от тези фактори имат съществен принос и да се търсят начини за намаляването им.

При това винаги трябва да се помни *предназначението* на защитата. Няма "хубава" защита изобщо. Изискванията към защита за изследване на линията 2039,6 keV при хипотетичното двойно β-разпадане на ^{76}Ge са коренно различни от изискванията към система за изследване на замърсяванията с Pu по рентгеновите му линии L_{α_1}, L_{β_1} и L_{γ_1} с енергии 13,6, 17,2 и 20,2 keV.

След уточняване на основните типови измервания, за които е предназначена системата, първостепенно значение има изборът на детектора – по тип, размери и параметри. Ако ще измервате β-лъчение, много по ефективно е да изберете детектор, слабо чувствителен към γ-квантите, отколкото да се мъчите да го защитите от околното γ-лъчение. При много измервания излишно големият и чувствителен детектор не увеличава съществено броя на полезните импулси, а само на фона и така създава проблеми със защитата. Типичен пример са Мьосбауеровите експерименти с ^{57}Fe. Ако се използва полупроводников или сцинтилационен детектор с дебелина части от милиме-

търа, ще има 80 ÷ 90 % ефективност за регистриране на нужната линия 14,4 keV и практически нулева ефективност за пречещите в случая 122,1 и 136,5 keV. Използване на по-дебели кристали ще повиши незначително (до 100 %) ефективността за нужната линия, но многократно ще се повиши ефективността към по-високоенергийните с всичките им паразитни компоненти (вж. фиг. 10.13).

Оптималната защита на детектора няма смисъл да намалява фона до ниво, по-ниско от нивото, което се дължи на собствената радиоактивност на детектора от естествени или изкуствени радионуклиди. При това трябва да се отчете, че те се регистрират много по-ефективно, тъй като се намират много близо до или дори вътре в активния обем на детектора. Съществено ограничение налагат и радионуклидите в конструкционните материали на опаковката на детектора, криостата (при използване на полупроводникови детектори) и електронните компоненти на предусилвателя. Някои опити показват, че приносът на стандартен криостат (за който не са подбирани специални материали) е около 10 % от общия фон; останалите 90 % от фона могат да бъдат отстранени чрез използването на добра защита.

Тук ще разгледаме по-подробно защитата на сцинтилационен или полупроводников детектор за γ-спектрометрия при средни енергии до няколко MeV.

За намаляване на фона, идващ от материали, разположени около детектора, той се обгражда със слой Pb, Fe, по-рядко се използват други материали. В табл. 11.2 са посочени дебелините на олово и желязо, осигуряващи 10, 100 и 1000 кратно намаляване на фона при различни енергии.

Обикновено се избира дебелина на оловната защита 10 cm (или 15 cm желязо), които осигуряват 100 ÷ 1000 кратно намаляване на фона. Материалът на защитата трябва да се подбира внимателно по радиационната му чистота. Например "младото" олово съдържа ^{210}Pb ($T_{1/2} \cong 21$ год.), получаващо се при разпадането на ^{238}U, а съвременното желязо понякога съдържа следи от ^{60}Co (γ-линии 1173,2 и 1332,5 keV), използван за технологичен контрол. В зависимост от произхода на рудата желязото може да съдържа и забележими количества естествени U и Th. За изключително нискофонови защити трябва да се използва "старо" олово. Активността на олово, произведено преди 210 години, е около 1000 пъти по-ниска.

Таблица 11.2. *Дебелина на необходимата защита*

Енергия, keV	Необходима дебелина, cm					
	Олово			Желязо		
	Намаляване на фона, пъти			Намаляване на фона, пъти		
	10	100	1000	10	100	1000
500	2,4	3,9	5,3	7,2	11,2	15,2
1000	4,1	7,1	10,2	8,2	14,0	19,2
2000	6,8	11,6	16,3	11,2	18,2	25,0
3000	8,3	13,4	18,5	12,8	21,2	29,6

Странични ефекти

Както беше отбелязано по-горе, при използването на пасивна защита се наблюдават 3 странични ефекта, които увеличават фона:

- раждането на бързи неутрони в защитата от космичното лъчение;
- раждането на характеристично рентгеново лъчение на олово в защитата;
- обратно разсейване в защитата.

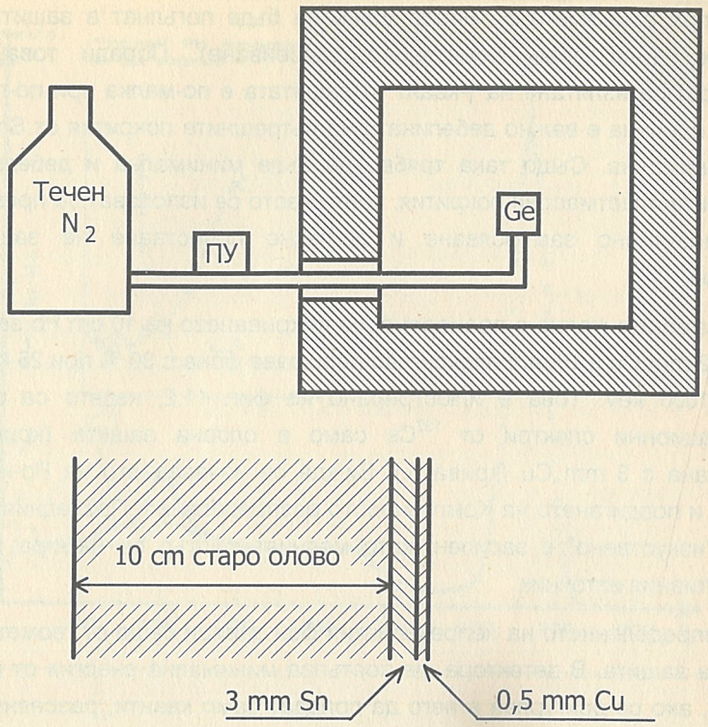
За да се намали броят на бързите неутрони в оловото, неговото количество трябва да бъде минимално необходимото за осигуряване на нужния коефициент на намаляване на фона. Увеличаването на дебелината на Pb над 10 cm вече не намалява съществено приноса на околните радиоактивни нуклиди във фона, но увеличава приноса на бързите неутрони, пораждани от космичното лъчение.

Намаляването на потока бързи неутрони е трудно. Те трябва първо да бъдат термализирани, за което е необходимо голямо количество (до няколко

десетки сантиметра) водородосъдържащ материал и след това да бъдат заловени от материал с високо ефективно сечение, като бор или кадмий. Това от своя страна увеличава фона с Доплерово разширена линия с енергия 480 keV (от реакцията ^{10}B (n, α) ^{7}Li) или с богат спектър γ-линии от залавянето на неутрони в Cd (558,2, 651,0 keV и др.), което налага увеличаването на дебелината на Pb!

Топлинните неутрони могат да бъдат погълнати и чрез реакцията ^{6}Li (n, α) T, при която не се излъчват γ-кванти. Прилагането на тези методи обаче се ограничава както от рязкото увеличаване на размерите на защитата, така и от необходимостта от голямо количество ^{6}Li.

Твърдото рентгеново лъчение на Pb се поражда от фотопоглъщането на γ-кванти от измервания източник и е в интервала 70 ÷ 80 keV. Интензитетът му може да бъде намален чрез покриването на вътрешната страна на оловната защита с материали с постоянно намаляващо Z (фиг. 11.1). Например 3 mm Sn спират около 99,4 % от характеристичното Ro лъчение на Pb, което поражда характеристично Ro лъчение на калая. От последното 99,99 % се спират от 0,5 mm Cu. Могат да се използват и други комбинации материали, но винаги трябва да се обръща много сериозно внимание на контрола на радиационната им чистота.



Фиг. 11.1. *Схема на пасивна оловна защита с вътрешни слоеве за намаляване на характеристичното лъчение от* Pb

Обратното разсейване и спирачното лъчение както от космичните лъчи, така и от измервания източник създават непрекъснато разпределени фонови импулси.

Идеалната защита трябва да спре всички фонови γ-кванти чрез фотоефект (пропорционален на $Z^4 \div Z^5$), чрез многократно Комптъново разсейване (практически независещо от Z) или чрез раждането на двойка електрон-позитрон e^-e^+ (пропорционално на Z^2).

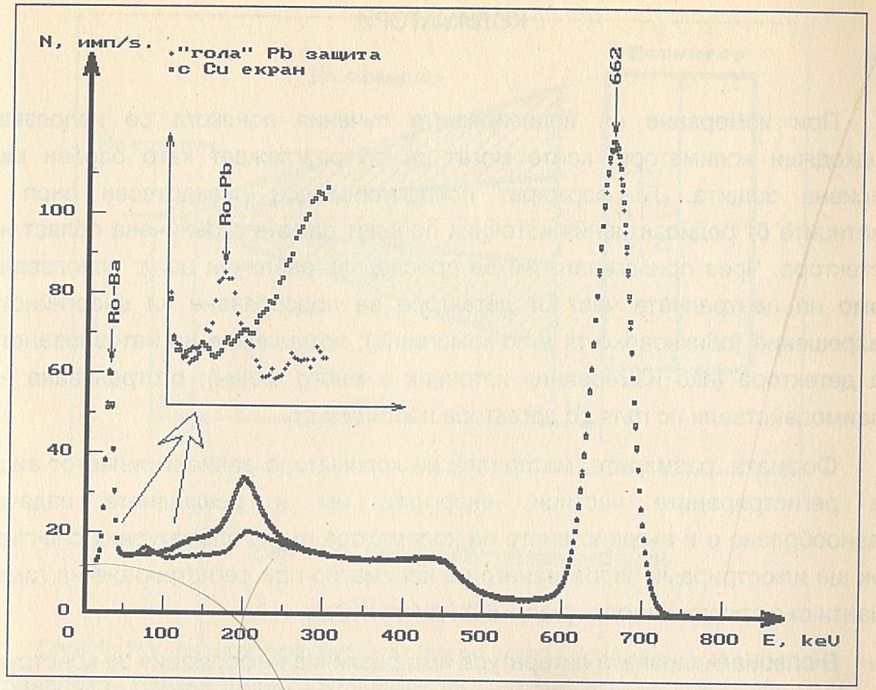
От тях най-съществен и "полезен" е фотоефектът, тъй като той поглъща цялата енергия на γ-квантите. Поради това материалите с голямо Z са най-подходящи за изграждане на пасивна защита. Абсолютната вероятност за раждане на Комптъново разсеян γ-квант не зависи от Z и този разсеян

γ-квант при връщането си назад може да бъде погълнат в защитата чрез фотоефект (или ново Комптъново разсейване). Поради това общата вероятност за излитане на γ-квант от защитата е по-малка при по-голямо Z. По тази причина е важно дебелината на вътрешните покрития от Sn и Cu да бъде минимална. Също така трябва да бъде минимална и дебелината на вътрешните пластмасови покрития, които често се използват за предпазване от радиоактивно замърсяване и по-лесно почистване на защитата и детектора.

Експериментално е проверено, че покриването на 10 cm Pb защита с 1 mm Cd, 2 mm Cu и 10 mm плексиглас повишава фона с 30 % при 25 keV и с 15 % при 1000 keV. Това е илюстрирано на фиг. 11.2, където са сравнени сцинтилационни спектри от ^{137}Cs само в оловна защита (крива а.) и облицована с 3 mm Cu (крива б.). Вижда се изчезването на Ro-кванти на оловото и повдигането на Комптъновото разпределение. Последният ефект в случая "изкуствено" е засилен, като медният филтър се намира близо до радиоактивния източник.

Разпределението на непрекъснатия фон зависи също от геометрията на оловната защита. В детектора ще постъпва минимална енергия от разсеяни γ-кванти, ако се осигурява в него да попадат само кванти, разсеяни на ъгли близки до 180°. Болшинството космични лъчи (и свързаните с тях γ-кванти) идват от горната плоча на защитата (броят им е пропорционален на $\cos^2\theta$). Ако детекторът е разположен в средата на голяма защита, повечето от идващите "космични" γ-кванти ще преминават през детектора почти без взаимодействие преди да се разсеят от дънната плоча. Това разсейване ще повиши фона в областта на 250 keV, което съответства на ръба на обратно разсейване за високоенергетични γ-кванти. Напротив, ако детекторът е разположен близо до стените на защитата, увеличава се вероятността в детектора да попадат γ-кванти след разсейване на по-малки ъгли (около 90°). Това ще повиши фона в по-широк енергиен интервал.

Произходът на непрекъснатото разпределение от γ-кванти, излъчени от измервания източник, е малко по-различен. Те се разсейват главно от стените на защитата, обърнати към детектора. Характерната линия на обратно разсейване е рязко изразена, ако защитата е плътно до детектора. Тъй като са възможни различни ъгли на разсейване, получава се широко енергетично разпределение на фона.



Фиг. 11.2. *Влияние на меден слой във оловна защита*

Абсолютната вероятност за попадане на разсеян от защитата γ-квант в детектора намалява пропорционално на квадрата на вътрешния размер на защитата. От друга страна, абсолютната вероятност за пряко попадане на γ-квант от източника в детектора също намалява пропорционално на квадрата на разстоянието източник-детектор. Оттук следва важния практически извод, че за да получим максимално отношение на фотолинията към непрекъснатото разпределение трябва да осигурим разумно голям вътрешен размер на защитата (тъй като теглото ѝ нараства също с квадрата му) и минимално разстояние източник-детектор. Последното изглежда по-лесно реализуемо, но то пък е в противоречие с желанието ни да намалим влиянието на сумарните, съвпадащи във времето, импулси. Приема се за оптимално разстояние между измерваната проба и защитата около 100 ÷ 150 mm.

КОЛИМАТОРИ

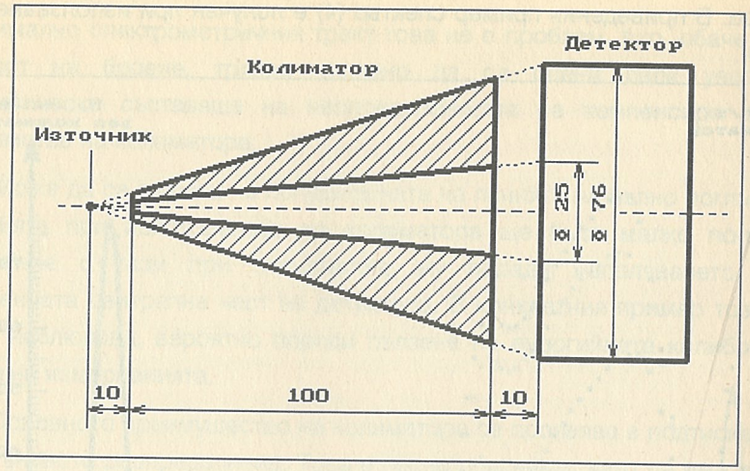
При измерване на йонизиращите лъчения понякога се използват подходящи колиматори, които могат да се разглеждат като особен вид пасивна защита. Те формират псевдоуспореден псевдотесен сноп и частиците от радиоактивния източник попадат само в ограничена област на детектора. Чрез прилагането им се преследват различни цели: използване само на централната част от детектора за подобряване на енергийното разрешение (обикновено тя е по-хомогенна); намаляване на натоварването на детектора (ако измервания източник е много силен); отстраняване на взаимодействали по пътя до детектора частици и др.

Формата, размерите, материала на колиматора зависят силно от вида на регистрираните частици, енергията им и решаваната задача. Разнообразно е и въздействието на колиматора върху апаратурния спектър. Тук ще илюстрираме използването на колиматор при регистриране на гама-кванти със средни енергии (напр. 662 keV от ^{137}Cs).

В специализираната литература има различна информация за конструирането и използването на колиматорите. Както и в много други случаи желателно е експериментаторът да се запознае с нея и критично да прецени, дали в конкретната задача ще получи предимство от използването на колиматор. За съжаление се срещат необосновани от физична гледна точка препоръки.

Геометричните размери на използваният тук оловен колиматор (с формата на пресечен конус) са показани на фиг. 11.3. Той изглежда оптимален, тъй като гама-квантите, които не биха попаднали в детектора при отсъствието му, не взаимодействат с колиматора – не се разсейват и не пораждат вторично лъчение. Точковият източник следва да се поставя точно по оста му в пресечната точка на образуващите околната повърхнина на пресечения конус. Изместването от тази точка води до известно влошаване на апаратурния спектър.

Сравнение на апаратурните спектри на точков източник ^{137}Cs са показани на фиг. 11.4. Мащабите по оста *Y* са подбрани така, че графично площите на линиите на пълно поглъщане (след корегиране за фон) да са равни.



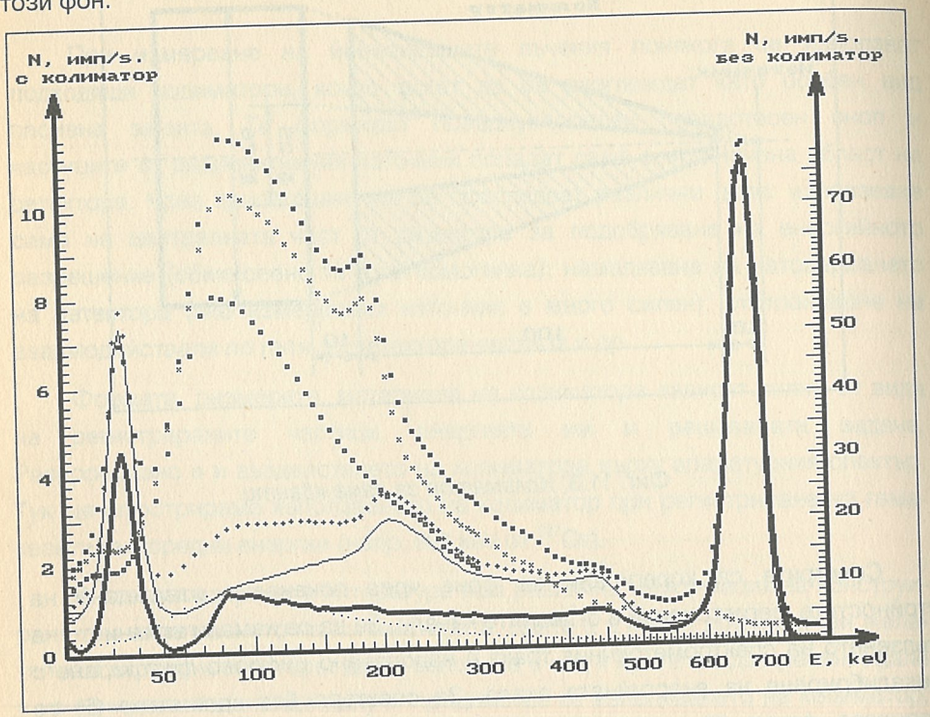
Фиг. 11.3. *Колиматор за гама-кванти.*

Спектрите са корегирани за фона чрез поканално изваждане на стойностите, регистрирани в отделните канали. За да се намали влиянието на пълзенето на спектрометричния тракт е използвано цифрово филтриране с рекалибриране на енергийната скала. За спектъра без колиматор (5) се използва фонът (6), регистриран в отсъствието на измерван източник (собственият фон на детектора + лъчението на природни радионуклиди в стените на лабораторията и предметите в нея + космично лъчение). За спектъра (1) с колиматор могат да се дефинират 2 вида фон:

♦ при отсъствие на измерван източник с поставен колиматор (3). Последното е съществено, тъй като колиматорът екранира част от околното лъчение и измерваният фон е с десетина процента по-малък отколкото ако колиматорът отсъства;

♦ при поставен измерван източник (2) с модел на колиматора, изготвен от същия материал (в случая олово) и със същите външни размери, но без централния отвор. Така измереният фон описва по-добре реалния случай, тъй като позволява да се направи поправка и за разсеяното от околните предмети и стени лъчение от измервания източник и което се регистрира от

детектора. В приведения пример спектър (4) е получен при използването на този фон.



Фиг. 11.4. *Сравнение на апаратурни спектри на* ^{137}Cs :

(1) ■ – *регистриран спектър с колиматор*; (2) x – *фон при присъствието на източник* (*през модел на колиматор*); (3) □ – *фон в отсъствието на измерван източник* (*с колиматор*); (4) ▬ – *разликата между* (1) *и* (2); (5) + – *регистриран спектър без колиматор*; (6) • – *фон без колиматор*; (7) — – *разликата между* (5) *и* (6).

Първото, което прави впечатление от сравняването на корегираните за фон спектри (4) и (7), е значителното намаляване на площта на фотопика при поставяне на колиматора – в конкретния случай около 7 пъти (разстоянието източник-детектор е постоянно). Оттук веднага следва, че се увеличава статистическата съставяща на неопределеността при еднакво време на измерване. Ако измерваният източник е достатъчно силен за да натовари

максимално спектрометричния тракт това не е проблем. Ако, обаче, се губи скорост на броене, трябва числено да се оцени дали увеличената статистическа съставяща на неопределеността се компенсира от други предимства на колиматора.

Може да се очаква, че полуширината на линията на пълно поглъщане на енергията при използването на колиматора ще бъде малко по-малка в сравнение с тази при отсъствието му поради използването на по-хомогенната централна част на детектора. В конкретния пример този ефект не се наблюдава, вероятно поради пълзене на енергийната калибровка по време на измерванията.

Основното преимущество на колиматора се проявява в подтискането на Комптъновото разпределение. Това е лесно обяснимо, като се има предвид, че първоначалното взаимодействие е в центъра на кристала и се увеличава вероятността Комптъново разсеяният гама-квант да претърпи друго взаимодействие и да остави цялата си енергия в детектора. Ниското Комптъново разпределение от нуклид с висока енергия на гама-квантите и голяма активност позволява по-лесно да се откриват слаби линии с по-ниска енергия от други нуклиди. В конкретния случай, обаче, използваният за илюстрацията източник не беше много силен и поради това оригиналният регистриран спектър, както и спектрите на фона, измерени при отсъствието и при наличието на източник, в областта 50 ÷ 400 keV бяха сравними по интензитет. Импулсите в тази област (образуващи плавна крива с максимум около 100 keV) се дължат главно на фонови гама-кванти, излъчвани от естествени радионуклиди в стените на лабораторията. Те търпят многократно Комптъново разсейване и енергията им намалява. При енергии под 100 keV, обаче, се увеличава приносът на поглъщането им чрез фотоефект и броят им при по-ниски енергии рязко намалява. Подобен ефект се наблюдава и в оловните защити (сравни спектрите на ^{60}Co от фиг. 10.8.

Поради това при изваждането на фона рязко се увеличава статистическата неопределеност на точките в тази област. Този ефект до голяма степен намалява предимството на ниското непрекъснато Комптъново разпределение. В случаи като разглеждания е възможно дори да се проявява и значително деформиране на корегираните спектри. (Например ниският брой импулси в областта 50 ÷ 100 keV на спектър (4) може да се дължи на малко

отместване на стръмните склонове на (1) и (2) в тази област, а да не е действителен апаратурен ефект).

В корегирания за фон спектър, измерен с колиматор, явно се вижда липсата на (или поне много слаба) линия на обратното разсейване с енергия около 200 keV. Тя присъства с почти еднакъв интензитет както в оригиналния спектър (1), така и в спектъра на фона (2), измерен с източник и плътен колиматор. Това показва, че тя се дължи главно на обратно разсейване от околните предмети. Често срещаното й обясняване с обратно разсейване от дъното на кристала (стъклената опаковка на сцинтилаторите или хладопровода при полупроводниковите детектори) на гама-кванти, преминали без взаимодействие през детектора, има сравнително малък принос. Това се потвърждава и от фиг. 10.4, областта пред обратното разсейване. В действителност линията на обратно разсейване извън детектора е също линия на пълно поглъщане на енергията, но на гама-квант, вече претърпял Комптъново разсейване на голям ъгъл извън детектора. В конкретната опитна постановка тези кванти, претърпяли вече веднаж Комптъново разсейване на голям ъгъл, преминават през пластинките, където някои от тях претърпяват отново Комптъново разсейване, но на малък ъгъл, и се регистрират чрез пълно отдаване на енергията. Поради това пред линията на обратното разсейване се появява същото повдигане на подложката, както и пред фотопика от директно попаднали в детектора гама-кванти.

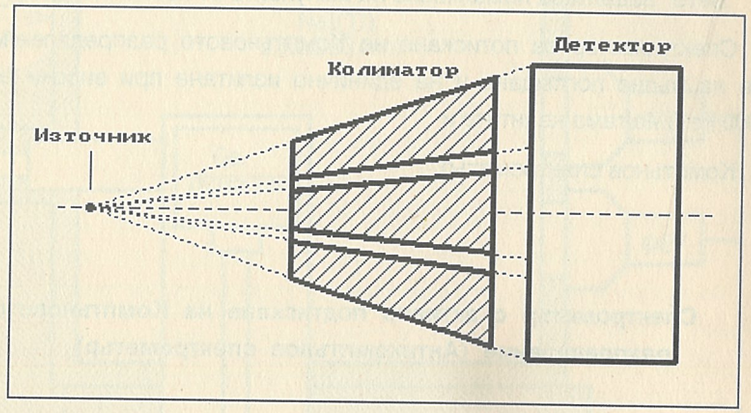
Още един довод за основния принос на разсеяни от околни предмети гама-кванти е промяната на мястото на линията на обратното разсейване при изменение на разстоянието източник-детектор в резултат на изменение на средния ъгъл на разсейване. Това място (съответно ъгъл на разсейване) не би се менил, ако основното разсейване е от дъното на детектора.

Спираме се на тези подробности поне по две причини:

- първо – защото са важни за правилното интерпретиране на апаратурните спектри, напр. за да се направи извод за разпределението на активността в теренно замърсяване по отношението "пик/дупка"; и
- второ – може би по-важно – да се илюстрира как чрез промени в опитната постановка могат да се изясняват приносите на различни ефекти. Такъв анализ може да ви помогне в бъдещи конкретни измервания, колкото и на пръв поглед да нямат нищо общо с разгледаните тук.

На фиг. 11.4 в спектъра с колиматор се вижда и слабо оформена линия от характеристичното Рентгеново лъчение от оловния колиматор при енергия около 80 keV. Препоръките да се използва покритие от по-леки материали на отвора на колиматора има същите последици, както и покритието на пасивната защита, илюстрирано на фиг. 11.2.

В медицинската практика се използват и фокусиращи колиматори (фиг. 11.5) за определяне на мястото на радиоактивен източник.



Фиг. 11.5. *Схема на фокусиращ колиматор за определяне на мястото на радиоактивен източник*

За други, освен гама-спектрометрични, цели се конструират и много други колиматори, напр. пластмасови за бета-броене и бета-спектрометрия. В литературата са описани и много други примери, при които използването на подходящи колиматори значително подобрява точността на конкретно измерване.

АКТИВНО НАМАЛЯВАНЕ НА ФОНА

Под "*активно намаляване на фона*" се разбира отстраняването на нежеланите импулси чрез схеми на съвпадения или антисъвпадения. Използват се 4 типа γ-спектрометри с активно намаляване на фона:

- спектрометър с активно потискане на Комптъновото разпределение (Антикомптънов спектрометър),
- "Вето" защита за намаляване на импулсите от космичното лъчение,
- Спектрометър за потискане на Комптъновото разпределение и на линиите на пълно поглъщане и на единично излитане при високи енергии ($E_\gamma > 2000$ keV) на гама-квантите и
- Комптънов спектрометър.

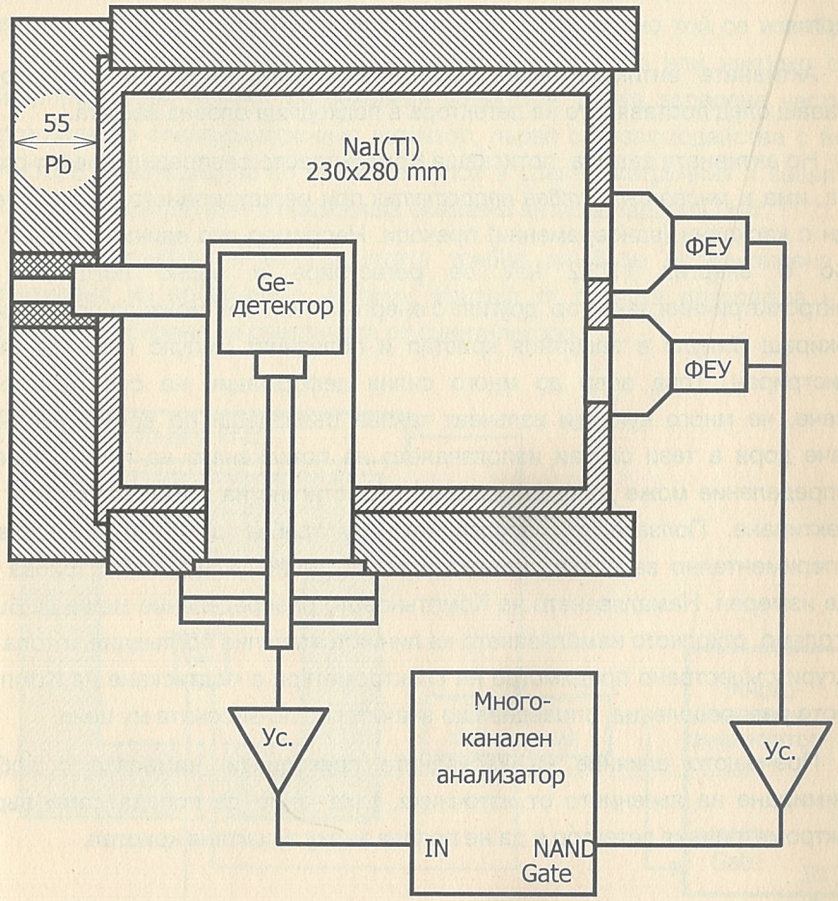
Спектрометър с активно подтискане на Комптъновото разпределение (Антикомптънов спектрометър)

Непрекъснато Комптъново разпределение на импулсите се наблюдава, когато настъпи Комптъново разсейване в активния обем на детектора и разсеяният γ-квант излети от детектора. Елиминиране на такива импулси може да се осъществи, ако основният спектрометричен детектор (обикновено Ge) бъде обкръжен от втори, защитен детектор с голям обем (обикновено сцинтилационен NaI(Tl), BGO – съкратено означавне на бисмутов германат $Bi_4Ge_3O_{12}$; или пластмасов) – фиг. 11.6.

В тази монография използваме термина "*защитен детектор*" за детектор, който осигурява защитата на основния детктор, а **не** на детектор, на който е осигурена защита.

Ако бъдат задействани едновременно и двата детектора (настъпило е Комптъново разсейване в активния обем на детектора, а разсеятният квант е излетял от него и се е регистрирал в защитния детектор), схемата на съвпадение СС изработва сигнал, който блокира "вратата" (gate) на многоканалния анализатор МА, и постъпващият на входа му "In" сигнал от

спектрометричния детектор не се обработва. Сигналът от спектрометричния детектор се обработва (регистрира) само когато *не е съпроводен* от импулс в защитния детектор, т.е. когато цялата енергия на γ-кванта е останала в спектрометричния детектор.



Фиг. 11.6. *Схема на антикомптънов спектрометър с* Ge-*полупроводников спектрометричен детектор и* NaI(Tl) *сцинтилационен защитен детектор*

Добрата конструкция на измерителния блок трябва да бъде съобразена с особеностите на физичните процеси, протичащи в него. Трябва да се отчита, че γ-квантите с енергия над 200 keV се разсейват предимно напред, така че най-доброто Комптъново подтискане се постига при асиметрична активна защита, по-голямата дебелина на която трябва да бъде зад детектора. Тази геометрия отчита и факта, че разсеяните напред кванти имат по-голяма енергия.

Активната антикомптънова защита намалява около 10 пъти фона, оставащ след поставянето на детектора в подходяща оловна защита.

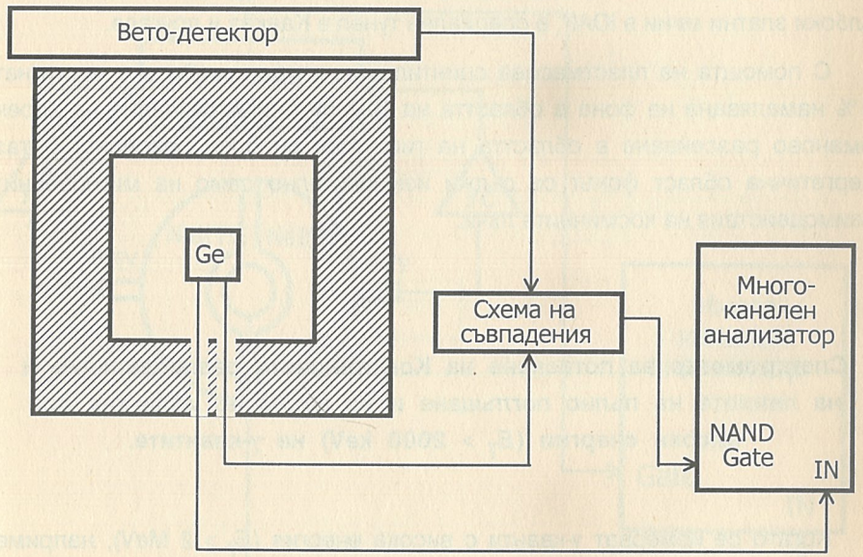
Но активната защита, потискаща Комптъновото разпределение в γ-спектъра, има и *много съществен недостатък* при регистрирането на радионуклиди с каскадни (едновременни) преходи. Например ако единият γ-квант на ^{60}Co с енергия 1173,2 keV се регистрира с пълно поглъщане в спектрометричния детектор, другият с енергия 1332,5 keV може да предизвика блокиращ импулс в защитния кристал и полезният импулс няма да бъде регистриран. Това води до много силни деформации на спектъра, още повече, че много нуклиди излъчват такива съвпадащи по време γ-кванти. Обаче дори в тези случаи използването на потискането на Комптъновото разпределение може да бъде полезно за достигане на по-ниска граница на детектиране. Ползата от използването му трябва да бъде определена експериментално за всяка система и всеки радионуклид, който трябва да бъде измерен. Намаляването на Комптъновото разпределение може да бъде по-голямо, отколкото намаляването на линията на пълно поглъщане, и това да осигури съществено предимство на спектрометъра с подтискане на Комптъновото разпределение, оправдаващо значително по-високата му цена.

Пречещото влияние на каскадните преходи се намалява с добро колимиране на лъчението от източника, така че то да попада само върху спектрометричния детектор и да не попада върху защитния кристал.

"Вето" защита за намаляване на импулсите от космичното лъчение

Високоенергетичните заредени космични лъчи, попадайки в активния обем на детектора, допринасят за повишаването на фона във високоенергетичната част на спектъра. Фонът може да бъде силно намален чрез използването на активен вето-детектор. Обикновено той се изработва от голямообемен пластмасов сцинтилатор или от един или няколко слоя Гайгер-Мюлерови броячи, обграждащи детектора. Всяка заредена частица, достигнала до спектрометричния детектор, първо си взаимодейства с вето-детектора. Съвпадащите по време импулси в спектрометричния и защитния детектор се елиминират с подходяща схема на антисъвпадения (фиг. 11.7).

Конструкцията на вето-защитата трябва да бъде оптимизирана за детектиране на космичните частици, идващи от горната полусфера и за оптимално събиране на светлината от сцинтилатора.



Фиг. 11.7. *Схема на "вето"-защита*

Детекторът на защитата от космичното лъчение не бива да се монтира вътре в пасивната оловна защита, за да "не вижда" γ-квантите, излъчвани от източника. Така се избягва деформирането на спектъра поради елиминиране на съвпадащите γ-кванти. Идеалният случай е, ако вето-детекторът "не вижда" и γ-квантите от околната среда. В противен случай твърде големият брой импулси, регистрирани от него, може да намали значително живото време на измерване поради големия брой случайни съвпадения между спектрометричния детектор и детектора на вето-защитата.

Увеличаването на мъртвото време до няколко десетки μs след всяко събитие във вето-детектора помага да се намали и компонентата на фона, дължащи се на закъснели импулси.

Породените от космичните лъчи линии на активиране могат да бъдат подходящо намалени чрез разполагане на детектора дълбоко под земята. На дълбочина 1000 m воден еквивалент неутронният поток, породен от космичните лъчи, е под 1 % от наблюдавания на морското ниво. Поради това изключително нискофонови лаборатории са разположени в тунела под Монблан, в дълбоки златни мини в ЮАР, в специален тунел в Кавказ и другаде.

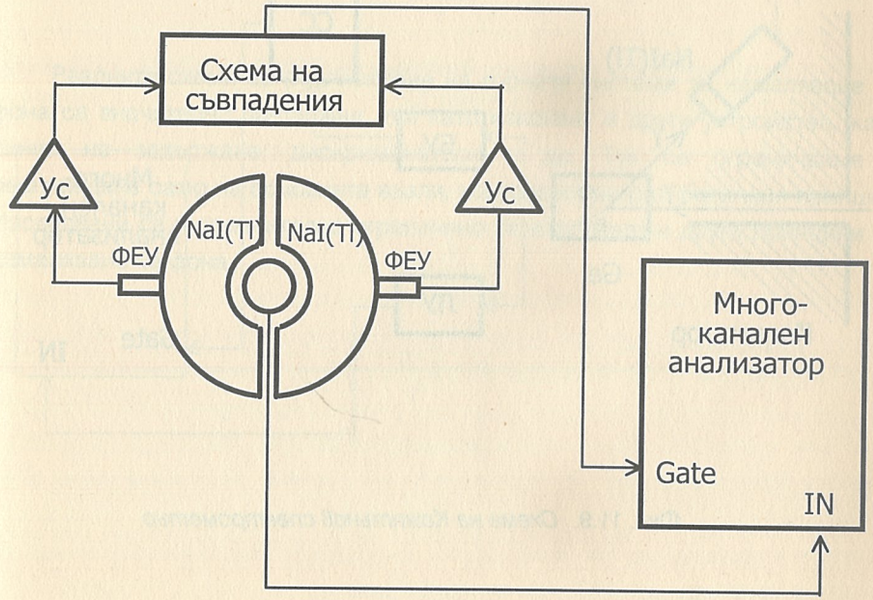
С помощта на пластмасова сцинтилационна вето-защита е постигнато 99 % намаляване на фона в областта на 10 MeV при изследване на ядрено Раманово разсейване в областта на гигантски диполен резонанс. В тази енергетична област фонът се дължи изключително само на мигновенните взаимодействия на космичните лъчи.

Спектрометър за потискане на Комптъновото разпределение и на линиите на пълно поглъщане и на единично излитане при високи енергии (E_γ > 2000 keV) на γ-квантите.

Когато се измерват γ-кванти с висока енергия (E_γ > 2 MeV), например първични γ-кванти при неутронно залавяне, използването на спектрометър за двойки гама-кванти (Pair spectrometer) води до най-голямо потискане на Комптъновото плато и на другите нежелани компоненти на фона. Подтиска

се и линиите на пълно поглъщане и на единично излитане. Регистрира се само линията на двойно излитане.

Схематичното устройство на спектрометър за двойки гама-кванти е показано на фиг. 11.8. Спектрометричният Ge-детектор е обкръжен от два полуцилиндрични сцинтилационни кристала от NaI(Tl). Само ако едновременно в двата сцинтилатора попаднат анихилационните кванти (излетели на 180° един срямо друг), родени след взаимодействието на γ-квант с Ge-детектор чрез раждането на електрон-позитрон, схемата на съвпадение ще изработи на изхода си електричен импулс. Този импулс разрешава на многоканалния анализатор да обработи постъпващия от спектрометричния детектор сигнал. Очевидно това ще бъде сигнал от линията на двойно излитане. При никакви други взаимодействия в детектора (разбира се, ако изключим случайните съвпадения) постъпващият на входа на многоканалния анализатор импулс няма да бъде регистриран. Поради това ще бъде натрупан спектър, състоящ се само от линиите на двойно излитане върху изключително нисък фон.

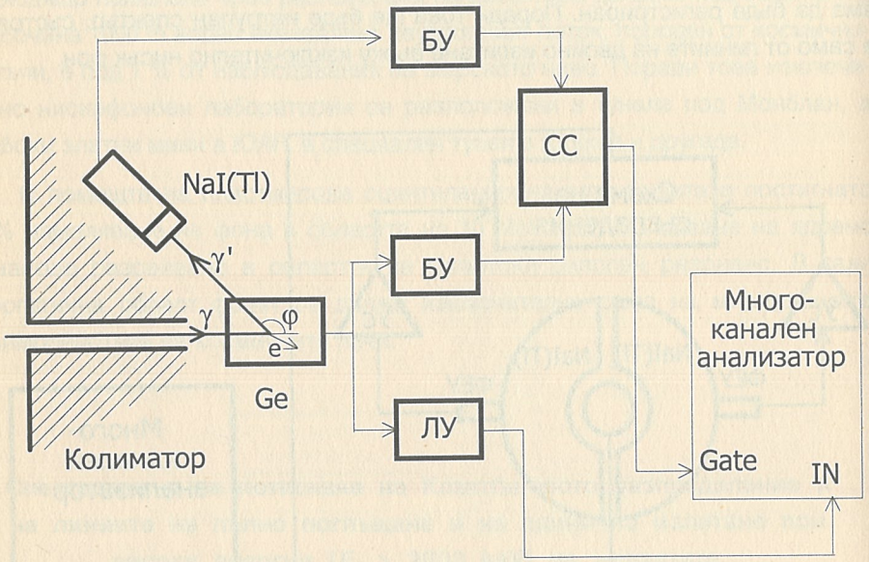


Фиг. 11.8. *Схема на спектрометър за двойки гама-кванти*

За намаляване на броя на случайните съвпадения защитният детектор може да бъде разделен и на по-голям (четен) брой сектори, тъй като от истинските съвпадения ще задействат само точно противоположни сектори. Поради това няма да бъдат загубени необходимите ни истински съвпадения. Но това значително усложнява електронната апаратура. За сметка на качествата на спектрометъра, апаратурата може да бъде опростена, като се използва един защитен кристал, а се дискриминират импулсите от фотоелектронния умножител, съответстващи на енергия 1022 keV.

Комптънов спектрометър

Принципната схема на Комптънов спектрометър е показана на фиг. 11.9.



Фиг. 11.9. *Схема на Комптънов спектрометър*

Гама-квантите през колиматора попадат върху полупроводников детектор Ge. Регистрират се само тези от тях, които са претърпяли Комптъново разсейване и са предали част от енергията си на електрон.

Частта предадена енергия еднозначно се определя от ъгъла на разсейване φ (вж. ф-ла (4.49)). На този ъгъл се намира сцинтилационния детектор NaI(Tl). Импулсите от двата детектора, усилени от бързите усилватели БУ, постъпват на входовете на схемата на съвпадения СС. Ако са едновременни, тя изработва сигнал, разрешаващ на многоканалния анализатор да обработи импулса от германиевия детектор, усилен от бавния линеен усилвател ЛУ.

Принципът на работа на Комптъновия спектрометър е обратен на антикомптъновия. Антикомптъновия спектрометър регистрира само тези кванти, които не са създали импулс и в защитния детектор. При Комптъновия, напротив, регистрират се само тези кванти, които след разсейването си, но на строго определен ъгъл, са задействали втория детектор. Така се елеминират всички импулси, породени от друго взаимодействие на γ-кванта.

Комптовите спектрометри са удобни за работа в диапазона на енергии на γ-квантите от 200 до 1022 keV. При енергии под 200 keV разсеяният квант обикновено се поглъща в спектрометричния детектор; при енергии над 1022 keV възникват смущения поради образуването на двойки електрон-позитрон.

Реалните схеми за реализиране на горните системи за намаляване на фона са значително по-сложни, тъй като изискват и други устройства, като линии на задържане, дискриминатори и др. Тук се ограничаваме с разглеждане само на основните възли, които илюстрират физичния принцип. Изследвани са и сравнително ограничено се използват и други принципи за намаляване на фона.

ДОЛНА ГРАНИЦА НА ДЕТЕКТИРАНЕ

(**L**ower **L**imit of **D**etection - LLD, L_D)

Добре е известно, че всяко вещество съдържа известен брой радионуклиди. Поради статистическия характер на излъчваните от тях частици, както и статистическия характер на регистриране на фонови импулси, често се поставя въпросът "*Статистически достоверно ли се различават измерените скорости на броене с и без измерваната проба*?".

Нека с I_B означим скоростта на броене на фона

$$I_B = \frac{B}{t_B}, \tag{11.1}$$

където B е броят фонови импулси, преброени за време t_B ; а с I_G – скоростта на броене при поставена измервана проба

$$I_G = \frac{G}{t_G}, \tag{11.2}$$

където G е общият брой импулси, дължащи се както на фона, така и на измерваната проба, преброени за време t_G.

Следователно чистата, "нетна" скорост на броене I_S, дължаща се на пробата, е:

$$I_S = I_G - I_B ; \tag{11.3}$$

а броят на импулсите S, породени от пробата:

$$S = I_S.t_G = G - B.\frac{t_G}{t_B}. \tag{11.4}$$

Този "очевиден" израз, който се използва винаги, обаче е получен при неявното предположение, че поставянето на пробата не изменя фона B – предположение, което рядко е изпълнено точно. Това може да доведе до значителни грешки, но тук няма да ги обсъждаме. Последното в никакъв случай не означава, че можем да ги пренебрегнем.

Активността на пробата A, която в крайна сметка търсим, е:

$$A = \frac{I_S}{\varepsilon}, \tag{11.5}$$

където ε е ефективността за регистриране (в случая в нея включваме всички компоненти – пространствен ъгъл, собствена ефективност на детектора, самопоглъщане, добив частици при един акт на разпадане). Средноквадратичната неопределеност σ_A е:

$$\sigma_A^2 = A^2\left[\left(\frac{\sigma_{I_S}}{I_S}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2\right], \tag{11.6}$$

където σ_{I_S} е средноквадратичната неопределеност на скоростта на броене, а σ_ε – на ефективността.

При измерването на слабоактивни проби често се получава, че скоростта на броене на фона I_B е почти равна на скоростта на броене с пробата I_G , т.е.

$$S \cong 0 , \tag{11.7}$$

а в някои случаи можем да получим и отрицателна скорост на броене. Груба грешка е в този случай да обявим, че в пробата няма радиоактивност и да напишем $A = 0$.

Освен че това не е вярно (във всяка проба *винаги* има *някаква* радиоактивност!) то не е информативно за тези, които ще ползват резултатите ни. Например можем да издадем сертификат на партида стомана, която ще се използва за строежа на мостова конструкция, че е радиационно чиста. Но тя може да се окаже недопустимо радиоактивна за изработване на корпуса на чувствителен детектор на йонизиращи лъчения. Не по-информативно е и ако в таблица с резултати за някой нуклид е отбелязано "ND" ("Not Detected"), "< MDA" ("Minimal Detectable Activity") или нещо подобно, но без да е посочена стойността на критерия "няма радиоактивност".

Следователно, ако не сме регистрирали статистически достоверна стойност на активността A, длъжни сме да посочим, че

$$A < A_{lim} \tag{11.8}$$

от някаква гранична стойност A_{lim}.

Проблемът е коректно да оценим тази гранична стойност. Че това е много сериозен проблем, можем да се убедим от големия брой термини за тази гранична стойност:

- долна граница на детектиране (Lower Limit of Detection LLD, L_D);
- минимално детектируема активност (Minimum Detectable Activity MDA);
- чувствителност (sensitivity);
- чувствителност на детектиране (detection sensitivity);
- граница на детектиране (detection limit);
- граница за гарантиране на чистотата (limit of guarantee for purity);

и т.н., често с близки значения, но понякога и с различни определения за един и същ термин; но почти винаги използвани без явно математическо определение. При това някои автори ги използват за тази минимална активност, която при конкретно измерване може да бъде открита; а други – за активността, която може да бъде измерена с някакво предварително зададено относително средноквадратично отклонение (например 10 % или 30 %).

Различните математични дефиниции на границата на детектиране (или друг подобен термин) се различават с от 1 до 20 пъти средноквадратичното отклонение на нетния брой импулси (в други случаи на фона). Използват се двустранни и едностранни доверителни интервали. Понякога се въвеждат и "нестатистически" определения, като за граница на детектиране се приема фонът, 10 % от фона или например 100 или 1000 разпадания в минута.

За разглежданията по-долу ще изберем (без това да е общоприето) термините:

- долна граница на детектиране LLD за минималния брой достоверно (с някаква доверителна вероятност) регистрирани импулси S само от пробата. По-удобно е да се работи с S, тъй като обикновено той има стойности между 0 и няколко десетки импулса, а не със скоростта на броене, която често е под 0,001 imp/s;
- минимално детектируема активност MDA за активността, която съответства на LLD съгласно (11.5).

По-долу ще използваме измервания общ брой импулси G, броя фонови импулси B и нетния, чист брой импулси S. Ако времената на измерване са равни ($t_G = t_B = t_S$)

$$S = G - B \tag{11.9}$$

със съответните им средноквадратични отклонения σ_G, σ_B и σ_S.

Като "първо приближение" можем да приемем, че

$$\mathrm{LLD} = k_1.\sigma_S + k_2\,, \tag{11.10}$$

където k_1 и k_2 са предварително избрани константи. Първата от тях, k_1, определя доверителната вероятност за избягване на случайно по-голямо отклонение. Обикновено тя се избира между 1 и 3 в зависимост от значимостта, "цената" на:

- грешка от първи род – средният брой импулси, предизвикани от пробата е по-голям от LLD, но поради статистическия характер сме измерили $S < \mathrm{LLD}$;
- грешка от втори род – средният брой импулси, предизвикани от пробата е по-малък от LLD, но поради статистическия характер сме измерили $S > \mathrm{LLD}$ (вж. гл. 3).

Константата k_2 има стойност около 2,5 ÷ 3,5. Тя има смисъл в граничния случай на нулев фон (рядък, но все пак срещащ се в практиката случай). Тогава не е сериозно да отчитаме активност, ако от пробата са регистрирани 1 или 2 импулса.

Обикновено авторите се стремят да уточнят доверителните интервали, които съответстват на избрани конкретни стойности на k_1 и k_2, а се оставя настрана въпросът за оценка на неопределеността σ_S. *А в литературата, и особено в практиката много често грубо се бърка именно в оценката на* σ_S.

Използваното от нас средноквадратично отклонение на нетната площ σ_S в (11.10.) рядко се среща; по-често във формули с този смисъл се използва σ_B или σ_G. Често се разгарят бурни спорове около въпроса кое е по-вярно. Спорът е безсмислен. Нека не забравяме, че разглеждаме случая на много малък брой импулси, дължащи се на самата проба, т.е. $G \cong B$. При това предположение, ако използваме оптималното разпределение на времето на измерване между фона и пробата (според (3.63) в конкретния случай по рав-

но), то неопределеностите им също ще са приблизително равни ($\sigma_G \cong \sigma_B$) и тогава $\sigma_S \cong \sqrt{2}\sigma_G \cong 1{,}41\sigma_B$. Ако разпределението на времената на измерване е друго, то едната от двете неопределености (σ_G или σ_B) ще е по-голяма и главно тя ще определя σ_S.

В обратния случай, $G >> B$, има значима разлика между σ_S, σ_B и σ_G, но тогава имаме значителна площ S, от която трябва да определим активността и оценим неопределеността ѝ, и съвсем не ни интересува границата на детектиране.

Уточняване на статистическите модели за определяне на LLD се търси, като се правят опити да се използва информация a priori (преди експеримента) дали в пробата има или няма активност. Тези уточнения не са използваеми, тъй като преди да обработи вече регистрирания спектър, експериментаторът *не може да знае* има ли активност в пробата.

За коректното определяне на σ_S трябва да различаваме следните 3 случая, във всеки от които σ_S се определя по различен начин:

- интегрално броене на всички импулси от детектора;
- измерване на диференциален амплитуден спектър при отсъствие на линия в интересуващата ни област на фоновия спектър;
- измерване на диференциален амплитуден спектър при присъствие на линия в интересуващата ни област на фоновия спектър.

1. Интегрално броене на всички импулси от детектора

Този метод на измерване ни дава сравнително бедна информация за радиоактивността на образеца. При измерване на α- или β-активността с негова помощ сравнително точно може да се определи абсолютната активност на пробата, тъй като в повечето случаи всеки акт на радиоактивно превръщане води до излъчването на една частица. Вероятността за регистриране на α-частица е близка до 1. При регистрирането на β-частиците загубите във входното прозорче на детектора могат да бъдат малки при регистриране на твърдо β-лъчение (например от $^{90}Sr/^{90}Y$) или значителни – при меко β-лъчение (например от ^{3}H или ^{14}C). При γ-лъчението връзката между активността и броя регистрирани импулси е твърде условна (ако не е известен нуклидният състав) както поради големите разлики в броя на

излъчваните γ-кванти при един преход, така и поради силната енергийна зависимост на ефективността за регистрирането им.

Въпреки това, поради сравнително простата използвана апаратура, интегралното броене все още намира широко приложение при масовия контрол на радиационната чистота, като предварителен етап за подбиране на радиоактивните проби за последващ по-пълен анализ, а също при измерване на проби след радиохимично отделяне на евентуалния радионуклид.

В този случай са задължителни две измервания – на фона, от което получаваме общия брой фонови импулси B, и на пробата – от което получаваме стойността на G, в която естествено влизат и импулсите от фона. Независимо дали B и G са малки и се подчиняват на Поасоновото разпределение или големи (Гаусово разпределение):

$$\sigma_B^2 = B\,;\sigma_G^2 = G;\sigma_S^2 = \sigma_B^2 + \sigma_G^2 = B + G \qquad (11.11)$$

при равни времена на измерване. При различни времена:

$$\sigma_S^2 = \sigma_G^2 + \sigma_B^2\left(\frac{t_B}{t_G}\right)^2 = G + B\left(\frac{t_B}{t_G}\right)^2 .$$

Напомняме, че тези формули, както и всички други в този параграф, са изведени при предположение, че неопределеностите на времената на измерване могат да бъдат пренебрегнати.

2. Измерване на диференциален амплитуден спектър при отсъствие на линия в интересуващата ни област на фоновия спектър.

Измерването на амплитудния спектър дава значително по-богата информация. Обикновено то се прилага в α- и γ-спектрометрията. За определеност ще илюстрираме разглеждането с част от γ-спектър, по-точно областта, съдържаща линията на пълно поглъщане на енергията на интересуващия ни нуклид. Още тук трябва да подчертаем, че LLD (а от нея съответно MDA) могат да бъдат определени само за конкретни радионуклиди. Поради това при получаване (или подготвяне) на заявка за γ-спектрометричен анализ трябва да се уточни точно кои нуклиди се търсят.

Ако се е проявила γ-линия, по интензитета ѝ се определя активността на съответния радионуклид в пробата. Ако той не е фигурирал в заявката за анализ (не е бил очакван), той следва да се добави в протокола. Но това не е случаят, който тук ни интересува.

Тук ни интересува случаят, когато активността на търсения радионуклид е малка и той не е създал видима линия на пълно поглъщане (предполагаме, че и във фона няма видима линия на това място). По енергийната калибровка на γ-спектрометъра определяме мястото (канала), където трябва да очакваме появяването на линията, а по енергийната зависимост на полуширината на линиите – очакваната FWHM.

Теоретичните оценки и опитът показват, че най-висока чувствителност се получава, ако изберем интервал с ширина 1,2 FWHM, центриран около очакваното място на фотопика. Сумираме броя на регистрираните импулси в този интервал и приемаме сумата за G – регистрирани импулси от пробата заедно с фона. Но ние не знаем, дали част от тези импулси се дължат на линия, или са само фонови импулси. Проблемът е, че този фон има две съставящи:

а. фонът на детекторната система, измерен при поставянето на "празна" или "нулева" проба, която има приблизително същия химичен състав и плътност, както и измерваните, за да се осигури приблизително същото поглъщане, но която не съдържа радиоактивност;

б. Импулси, породени от активността на измерваната проба, главно при Комптъновото разсейване или спирачно лъчение от по-високо енергийни линии.

Поради втората компонента на фона е недопустимо да използваме "чистия" фон на детекторната система. Него трябва да използваме само за да определим дали на това място *има линия* във фона (за да изберем описания в следващата подточка подход за определяне на неопределеността на фона) или *няма линия* (използваме описания в тази подточка подход). Дори в измерения с пробата спектър да не се забелязват нови линии в сравнение с фоновия спектър, пак нямаме основание да използваме фоновия спектър. Възможно е той да бъде "повдигнат" от процеси, които не са оформили видими линии.

Фонът B задължително се оценява от измервания спектър, като се сумират импулсите в същия брой канали (колкото са използвани за определяне на общия брой импулси G) вдясно от интересуващия ни интервал. Среща се и препоръката за фон B да се вземе сумата от импулсите в интервали 0,6 FWHM от двете страни на областта, от която е определена G.

За неопределеностите на B и G имаме следователно

$$\sigma_B^2 = B; \quad \sigma_G^2 = G, \tag{11.12}$$

при което автоматично се реализира по-простият за оценка случай на равни времена на измерване $t_B = t_G = t_S$.

Искаме да обърнем внимание, че въпреки еднаквия математичен запис на (11.11) и (11.12), те имат различен физичен смисъл. Докато B и G в първата са определени от две различни измервания (които могат да бъдат проведени и за различни времена), във втората те задължително са определени от един и същ спектър.

Тази процедура обикновено е лесно изпълнима при полупроводниковата спектрометрия (за препоръчване е да се използват за фон десните канали, за да се избегне повдигането на левия край на фотопика). При използването на сцинтилационни детектори поради значително по-широките линии за предпочитане е да се използват по половината канали вляво и вдясно от линията за да се намали влиянието на енергийния ход на непрекъснатото разпределение под линиите на пълно поглъщане, или да се търсят други подходи. Например фонът да се апроксимира по няколко канала от двете страни на областта, от която е определена G. За фон се взема сумата от стойностите на функцията в същите канали, които са използвани за G. Очевидно в този случай е недопустимо за оценка на σ_B да се използва (11.12) – следва да се използва оценка, получена в зависимост от приложената процедура за апроксимиране на фона.

Искаме да ви предпазим и от една порочна препоръка, срещаща се в практиката, за случай, когато в спектъра на пробата, измерен за 5000 или 10 000 s не се забелязват нови линии в сравнение с "хубав" фонов спектър, измерен за 500 000 или дори 10^6 s, а именно: определяне на LLD от по-добрия като статистика фонов спектър. Тази препоръка може да доведе до груби грешки.

Запомнете: коректно определяне на LLD може да се направи само от реално измерения спектър на конкретната проба. "Хубавият" фонов спектър може да ви служи само за оценка на хипотетична стойност на LLD при предположение, че в пробата има само малко от търсения нуклид и никакви други нуклиди. А както отбелязахме по-горе, в реалните измервания ние никога не можем да кажем, че липсва някой нуклид; ние можем само да кажем по-малко от колко е той.

Спираме се толкова подробно на определянето на LLD, защото в някои случаи то е решаващо за постигане целта на измерването. Ето само два примера:

а. Определяне на радиоактивните примеси в даден източник. Задачата е в присъствието на силен радионуклид да се определи наличието на примеси, които обикновено са по-малко от 1 % в сравнение с основния радионуклид. В този случай LLD може да бъде и с порядък по-голяма от "хипотетичната", оценена от чист фонов спектър;

б. Определяне на замърсяванията в помещенията или територията около АЕЦ. Типични замърсители са ^{134}Cs, ^{137}Cs (като продукти на делене) и ^{60}Co (активиран корозионен продукт). Двата цезиеви радионуклида се образуват по различни механизми. ^{137}Cs се получава пряко при деленето на ядреното гориво. ^{134}Cs се получава от ^{133}Cs чрез (n,γ)-реакция в ядреното гориво. Самият ^{133}Cs (единственият стабилен изотоп на цезия) е краен продукт от разпадането на ^{133}Sb, който е продукт на делене. ^{134}Cs не се образува при взривове на атомно оръжие и поради това наличието му е сигурно доказателство, че изследваното замърсяване се дължи на разхерметизирани топлоотделящи елементи на реактор. Отношението на активностите на ^{137}Cs и ^{134}Cs в работещ реактор се мени и при продължителна работа $A(^{137}Cs)/A(^{134}Cs)$ клони към (1 ÷ 1,5). Тъй като те са изотопи на един и същ химичен елемент, двата нуклида мигрират заедно и поради това отношението на активностите им се мени само поради разликата в периодите им на полуразпадане ($T_{1/2}$ = 2,062 г. за ^{134}Cs и $T_{1/2}$ = 30,18 г. за ^{137}Cs). В табл. 11.3 е илюстрирано изменението на активностите им в зависимост от времето, изминало от изваждането на горивото от активната зона на един атомен реактор.

Таблица 11.3. *Изменение на отношението на активностите на* ^{137}Cs и ^{134}Cs *от времето*

t, год.	^{137}Cs/^{134}Cs
0	1,00
1	1,37
2	1,87
3	2,56
5	4,80
7	8,98
10	23,0
15	110
20	529
25	2540

Ако към 1996 г. измервате проба и в нея:

- ^{137}Cs/^{134}Cs >> 2000 – най-вероятно се касае за замърсяване от изпитанията на атомните оръжия в атмосферата (прекратени през 70-те години) или много старо (над 20 години) замърсяване от АЕЦ;
- ^{137}Cs/^{134}Cs ≅ 20 – касае се за замърсяване от АЕЦ (най-вероятно от аварията в Чернобилската АЕЦ през 1986 г.);
- ^{137}Cs/^{134}Cs < 20 – касае се за по-ново замърсяване от АЕЦ.

Вижда се колко е важно за правилния извод (в първия случай) е точното определяне на LLD за ^{134}Cs. Това може да бъде направено само въз основа на реално измерения спектър на пробата, в който отсъстват видими линии около 605 и 796 keV (местата на най-силните линии на ^{134}Cs).

3. Измерване на диференциален амплитуден спектър при присъствие на линия в интересуващата ни област на фоновия спектър;

Това е също често срещан в практиката случай, например при измерване активността на природни радионуклиди, чиито линии могат да се наблюдават и във фоновия спектър на гама-спектрометъра. В този случай се използват и двата спектъра, като от фоновия се определя площта на линията

на фона B, а от спектъра на пробата – площта G. Неопределеностите им се оценяват в зависимост от избраната процедура за анализ. Например, ако се използва апроксимиране на подложката с права – използваме ф-ла (3.115); при друг метод ще се използва друг тип оценка.

Наличието на линия във фона значително повишава LLD. Известно съмнение се получава в случая, когато във фона, измерен за много дълго време, се наблюдава слаба линия на търсения нуклид, а в спектъра на пробата (измерен за по-кратко време) тази линия не се наблюдава, скрита от статистическите неопределености. В действителност проблемът се решава коректно лесно: за оценка на B и σ_B използваме оценката, получена от апроксимирането на линията, а за G и σ_G – процедурата, описана в предната подточка. Може да се използва и само процедурата от предната подточка, тъй като в разглеждания случай B и σ_B очевидно ще бъдат малки, когато се преизчислят за по-краткото време на измерване на спектъра на пробата.

Без да навлизаме в подробностите на прилагането на статистическите методи, ф-ла (11.10) за оценка на долната граница на детектиране LLD може да има вида:

(11.13) $$LLD = 2{,}70 + 4{,}66\ \sigma_B\ .$$

Този израз е изведен при предположението за 95 % ниво на достоверност. Т.е. ако $S >$ LLD, с вероятност над 95 % можем да твърдим, че в тази област на спектъра има линия; обратно, ако S < LLD, с 95 % увереност можем да смятаме, че няма γ-линия в този интервал. Стойността 2,70 следва от изискването, че дори ако няма фон в тази област ($B = \sigma_B = 0$) трябва да имаме поне около 3 регистрирани импулса, за да направим извод за наличието на определен нуклид при избраното доверително ниво.

В литературата се срещат различни формули от типа на (11.13), които се различават по числените стойности на коефициентите, но физичният им смисъл обикновено е същият.

Едва след като овладеете изложените по-горе идеи за определяне на LLD, можете да прецизирате резултатите си, като използвате описаните в специализираната литература подходи. Например за разграничаване на:

♦ *Критично ниво* (Critical Level L_C), при ненадвишаване на което решаваме, че в пробата няма радиоактивност;

♦ *Граница на детектиране* (Detection Limit L_d), като най-малкото количество радиоактивност, което може да бъде открито с определена доверителна вероятност;

♦ *"По-малко от" ниво* (Less-Than Level L_t) – максималният брой импулси, който може да създаде пробата, оценен от измерения брой импулси и неопределеността му;

♦ *Граница на определяне* (Determination Limit Lq) – най-малкият брой импулси, които могат да бъдат открити със зададено относително стандартно отклонение.

LLD съществено зависи от:

♦ *времето на измерване* – тя нараства пропорционално на квадратния корен от времето, но тъй като площта на евентуалната линия расте пропорционално на времето, чувствителността на измерването се подобрява с увеличаването на времето на измерване. Това е вярно за дълготрайващи радионуклиди, чийто период на полуразпадане $T_{1/2}$ е много по-голям от времето на измерване t_G и можем да считаме, че по време на измерването активността на препарата е постоянна. За случая, когато $T_{1/2}$ е сравнимо с t_G и активността на препарата се мени по време на измерването, вж. по-долу.

♦ *фона на детекторната система* (собствения фон + фона от околните предмети + фона от други радионуклиди в пробата, включително и от спирачно лъчение от предшестващо β-разпадане при γ-спектрометрия) – колкото той е по-нисък, толкова по-ниска е долната граница на детектиране;

♦ *наличието на по-високо енергийни линии в спектъра* – чрез Комптъново разсейване в самия детектор и в защитата му те могат да повишат значително (спрямо собствения фон) скоростта на броене в областта на интересуващата ни линия, и оттам – LLD;

♦ *разделителната способност* – при по-малка FWHM: **1.** фонът се определя от по-малък брой канали; и **2.** отношението пик/Комптън се увелича-ва. И двата ефекта водят до намаляването на фона, а оттам – до намаляване на LLD.

Минимална детектируема активност

(**M**inimum **D**etectable **A**ctivity MDA)

Тази величина е по-информативна за потребителя, тъй като обединява LLD с ефективността на системата

(11.14) $$MDA = \frac{LLD}{kt},$$

където t е времето на измерване, а $k = \varepsilon\, p/C$ (ε е чувствителността на детекторната система, p – броят на γ-квантите на един акт на разпадане, а C – константа, отчитаща намаляването на активността по време на измерването. Ако периодът на полуразпадане $T_{1/2} >> t$, то $C = 1$).

Формула (11.14) на пръв поглед може да заблуди, че MDA намалява обратнопропорционално на времето. В действителност LLD, както беше отбелязано по-горе, расте като квадратен корен от времето. В крайна сметка, за да постигнем два пъти по-малка минимална детектируема активност, времето на измерване трябва да бъде увеличено 4 пъти.

Подобно, но по-сложно, е влиянието на ефективността на детекторната система. Ако се абстрахираме от спектралния състав на лъчението, зависимостта е както от времето на измерване. Но енергийният ход на ефективността може да я измени. Например, ако интересуващото ни лъчение е със сравнително ниска енергия, избирането на детектор с по-голяма ефективна дебелина няма да увеличи съществено ефективността за регистриране на полезното лъчение. Обаче ще се увеличи ефективността към по-високо енергийни, но в случая паразитни, линии. И оттам ще се влоши MDA.

В някои случаи се налага да се ограничи ефективността на детектора за регистриране на нискоенергийни кванти, например ако източникът излъчва твърде много нискоенергийни γ- и рентгенови кванти. Тяхното регистриране може:

1. да увеличи значително мъртвото време на преброителната и анализиращата апаратура – това намалява площите на линиите на пълно поглъщане при едно и също реално време, изразходвано за измерването;

2. да увеличи вероятността за сумарни импулси, което също намалява площите на линиите на пълно поглъщане, а води и до появяването на нови паразитни линии.

Намаляването на ефективността за регистриране на ненужните нискоенергийни кванти се постига чрез поставянето на подходящи поглътители между източника и детектора. Материалът и дебелината им се подбират за всеки конкретен случай за постигане на най-добри резултати. Идеално е, ако комбинацията от детектор и поглътител прилича на филтър, подбиращ само нужното ни лъчение. Поради това за поглътители трябва да се използват вещества с подходящ атомен номер, така че сечението за фотоефект (който е преобладаващ при ниски енергии – сравни с табл. 4.2) да има високи стойности около пречещите линии, а по-бързо да спада при по-високите енергии, за да не бъдат погълнати съществено и интересуващите ни кванти.

Важно значение за намаляване на MDA има големият добив p на γ-кванти, излъчени на един акт на разпадане. Ако един нуклид има няколко γ-линии, очевидно е, че за анализ трябва да изберем тази с достатъчно голямо p. Но не винаги линията с най-голям добив гарантира MDA. Причината е, че ако тази линия е с ниска енергия, обикновено тя е върху по-голям фон; ако е с много голяма енергия, може да се окаже ниска ефективността на детектора. Съществено значение имат и другите нуклиди, които присъстват в измерваната проба. Поради това не бива да се абсолютизират препоръчваните в различни справочници и публикации "*аналитични*" линии, а да се подбират осигу-ряващите MDA при конкретните за лабораторията условия на измерване.

Корекция за разпадането по време на измерване

Ако времето на измерване t е сравнимо или по-малко от периода на полуразпадане $T_{1/2}$ и в началото на измерването източникът съдържа N_0 радиоактивни атома, то в края на измерването техният брой N (съгласно експоненциалния закон на радиоактивното разпадане – вж. ф-ла (4.32)) ще бъде

(11.15) $$N = N_0 \exp\{-\lambda t\},$$

където λ е константата на разпадане.

По време на измерването ще се разпаднат

(11.16) $$N_d = N_0(1 - \exp\{-\lambda t\})$$

ядра, при което ще бъдат регистрирани N_r импулса:

(11.17) $$N_r = N_0 \varepsilon p(1 - \exp\{-\lambda t\}),$$

където ε е чувствителността на детекторната система, а p – броят γ-кванти, излъчени при един акт на разпадане.

Следователно активността A_0 в началото на измерването ще се определя от

(11.18) $$A_0 = N_0\lambda = \frac{N_r\lambda}{\varepsilon p(1-\exp\{-\lambda t\})}.$$

Да преминем от константата на разпадане λ към периода на полуразпадане $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$.

Ако $T_{1/2} >> t$, активността на източника няма да се измени съществено и тогава от (11.18) получаваме известната формула

(11.19) $$A_0 = \frac{N_r}{\varepsilon p t}.$$

Ако $T_{1/2} \cong t$, трябва да използваме (11.18), като за удобство ще я препишем във вида

(11.20) $$A_0 = \frac{N_r C}{\varepsilon p t},$$

където безразмерната константа $C = \frac{\lambda t}{\varepsilon p(1-\exp\{-\lambda t\})}$. Нейните стойности са табулирани в табл 11.4.

Таблица 11.4. *Стойности на безразмерната константа C (вж. текста)*

$t/T_{1/2}$	C	$t/T_{1/2}$	C
10	6,938	0,25	1,089
5	3,578	0,125	1,044
3	2,377	0,06	1,021
2	1,848	0,03	1,010
1	1,386	0,01	1,003

0,5	1,183	0,001	1,000

Ако времето на измерване е по-голямо от периода на полуразпадане, то общият брой регистрирани импулси клони към $N_r = N_0 \varepsilon p$, докато фонът расте пропорционално на времето на измерване. Поради това при времена на измерване над $(2 \div 3)\ T_{1/2}$ вместо да подобрим точността, можем да я влошим!

При подготвянето на окончателния резултат от измерването трябва да отбележим и да държим сметка, че оценената по ф-ла (11.20) активност се отнася за момента на началото на измерването.

12. СТАНДАРТИ ЗА ПРОВЕРКА НА ГАМА-СПЕКТРОМЕТРИЧНА АПАРАТУРА

Измерването на радиоактивността (под това общо понятие се разбират различни величини – активност и/или специфична активност на различни храни, води, въздух, почви и други образци от околната среда; доза и мощност на погълнатата доза; радиационен фон и др.) спада към важните за здравеопазването дейности. Поради това то се регламентира както у нас, така и в другите страни, от редица нормативни документи. Те определят методиките и процедурите, които трябва да се спазват при провеждането на измерванията, условията, на които трябва да отговарят лабораториите и персоналът им за акредитирането (лицензирането) им за да се признават резултатите им от съответните компенентни органи. Спазването на тези нормативни документи е задължително. Някои от тях са с по-обща насоченост, напр. международните стандарти (те са приети и в Република България като Български държавни стандарти БДС и поради това имат двойно означение) БДС ISO 9000 (и следващите номера) "Стандарти по управление на качеството и осигуряване на качеството"; европейските БДС EN 45001 (и следващите номера) за акредитация на лаборатории; други се отнасят конкретно за измерване на радиоактивност, напр. БДС 12577-75 "Вода за пиене. Определяне на общата бета-радиоактивност".

Тук ще разгледаме като пример стандарт за измерване на активността чрез гама-спектрометрия. Основания за избор са както широкото приложение на гама-спектрометрията, така и че много детайли на едно гама-спектрометрично измерване са валидни и при много други методики при измерване на радиоактивността.

Няма разработен български стандарт за проверка на γ-спектрометричните апаратури и поради това се препоръчва използването на европейски, американски или интернационални стандарти. Според БДС проверките са:

- *първоначални* – на внесените, новопроизведените и ремонтираните средства за измерване;

- *периодични* – за намиращите се в експлоатация средства за измерва-не, които се извършват през определени междупроверочни интервали;
- *извънредни и инспекционни.*

Стандартите са твърде общи документи, в тях често има излишни, а понякога и неизпълними в конкретен случай, изисквания. От друга страна в тях понякога липсват важни подробности или изисквания. Поради това на практика проверките се извършват съгласно специално разработена за конкретния случай методика, утвърдена по съответния ред. Методиката трябва да съдържа еднозначно описание за изпълнението на всички процедури, важни за метрологичното осигуряване на измерванията с конкретния спектрометър, като отчита конструктивните му особености и предназначението му. Особено внимание се обръща на оценката на неопределеностите на всяка стъпка, за да се гарантира необходимата за конкретните измервания крайна комбинирана неопределеност. Тези методики се създават от висококвалифицирани специалисти на основата на действащите стандарти и добрата практика.

За пример ще разгледаме един сравнително нов стандарт е на Международната електротехническа комисия (IEC – International Electrotechnical Commission, използва се и френската абревиатура CEI – Commission Electrotechnique Internationale) от 1995 год – "Ядрени инструменти. Измерване на скоростта на излъчване на гама-лъчи от радионуклидите. Калибриране и използване на германиевите спектрометри"(Nuclear Instrumentation. Measurement of Gamma-Ray Emission Rates of Radionuclides. Calibration and Use of Germanium Spectrometers) с номер IEC-1452, първо издание август 1995 г. Той е един от най-пълните и може да служи за първоначална проверка на γ-спектрометрите. Отделни елементи от него могат да се използват и за периодични проверки, необходими за ранно откриване на евентуални повреди или нарушаване на зададените условия на измерване.

Този стандарт, както и повечето други, започва с определяне на целта и обекта. Стандартът определя методите за калибриране на Ge-спектрометри за измерване на енергията на γ-квантите и скоростта на излъчване в енергийния интервал от 59 keV до приблизително 3000 keV и изчисляване на активността на източника от тези измервания. Избраният енергиен диапазон съответства на обикновено използваните детектори от свръхчист германий за рутинни измервания. Изключва се областта на по-ниски енергии, които

могат да се регистрират с други типове детектори (с обратна полярност, с разширен обхват и др.) поради специфични особености на взаимодействието на Ro- и меки γ-кванти. Изключва се и по-високо енергийния диапазон, тъй като той е характерен за ядрени реакции, също със своите особености.

Изброяват се и предвидените от стандарта проверки за да се установи дали спектрометърът работи в приемливи граници. Подчертава се, че той е предназначен за използване от специалисти, които разбират принципите на гама-спектрометрията с Ge-детектори и които са в състояние да разработват коректни процедури за калибриране и използване на такива детектори.

Следващият раздел е определение на използваните термини. Този раздел трябва да се проучва много внимателно. В разглеждания стандарт например фонът (background) се определя като импулсите в спектъра, включително и образуващи линии, които не се дължат на източника, а са резултат на радиоактивно разпадане в обкръжаващите материали или на взаимодействия на космичното лъчение в или около детектора. Използва се и "непрекъснато разпределение" (continiuum) за частта от разпределението на импулсите, лежаща под линията, включително приносите, свързани с източника, детектора и условията на измерване. Така остава неясно къде се причисляват рентгеновите линии, дължащи се на източника и пораждащи се в защитата на детектора.

Апаратурата се монтира и подготвя за използване съгласно фирмените инструкции. Обръща се внимание захранването на всички блокове от една апаратура да се осъществява от един контакт на мрежата и свързващите кабели да се оформят като сноп, за да се намалят паразитните влияния. Всички пресмятания и обработване на резултатите при проверката и калибрирането на гама-спектрометъра трябва да се извършват по методите и алгоритмите, които ще се използват и при анализа на пробите.

Резултатите от всяка една стъпка на проверката със съответните неопределености и заключението за успешно преминаване на проверката се записват в протокола за изпитанията.

Стандартът определя следния ред за проверка на спектрометъра:

♦ **нулиране на полюсите** (Pole/Zero Cancelation) – с помощта на осцилоскоп се наблюдават импулсите от ^{137}Cs (при средна скорост на броене около 500 imp/s във фотопика или около 2000 imp/s в целия спектър) и

чрез съответния потенциометър на усилвателя се подбира нужната форма на "опашката" на импулсите;

♦ **настройване на правотоковото ниво** (Adjustment of the DC Level) – отстраняват се радиоактивните източници от защитата, прекъсва се връзката между усилвателя и амплитудно-цифровия преобразовател (АЦП) и с осцилоскоп се наблюдава изходът на усилвателя. Със съответния потенциометър се отстранява правотоковата съставяща на усилвателя;

♦ **настройване на долния праг на дискриминатора** (Lower-Level Discriminator LLD) – пред детектора се поставя източник на гама-кванти с ниска енергия (напр. ^{241}Am) със скорост на броене около 500 imp/s и със съответния потенциометър се отрязват шумовете на детектора и усилвателя, но под най-ниската енергия на γ-квантите, които ще се анализират;

♦ **настройване на нулата на АЦП** (ADC Zero) – избират се един или два радионуклида, които имат подходящи линии – едната в началото на скалата на спектрометъра, а другата – в края. Целта е, при предположение за линейна зависимост между енергията на γ-квантите и номера на канала, в който се появява фотопикът, калибровъчната права да минава близо до нулата – на канал с номер 0 да съответства енергия 0. Избира се коефициентът на преобразуване на АЦП, броят на каналите и диапазонът от енергии. Изчисляват се номерата на каналите, в които трябва да се появяват фотопиковете на двете линии. С потенциометъра за фина настройка на усилването линията с по-висока енергия се поставя на нужния канал с точност 1 канал. С потенциометъра за настройка на нулата на АЦП линията с по-ниска енергия се поставя на нужния канал. Процедурата се повтаря докато и двете линии заемат нужните места. Изчислява се наклонът G на калибровъчната права

$$G = \frac{E_u - E_l}{N_u - N_l} \qquad (12.1)$$

където E_U и E_l са съответно високата и ниската енергии, а N_U и N_l – номерата на каналите. Определя се отместването на нулата Z (в keV)

$$Z = E_l - G.N_l; \qquad (12.2)$$

♦ **проверка на часовника за реално време на многоканалния анализатор** (Check of the Multichannel Analyzer Real-Time Clock) – на входа на АЦП се подават импулсите от калибриран импулсен генератор с честота меж-

ду 50 и 1000 imp/s. Анализаторът се включва да набира предварително зададено по часовника му време (100 или 1000 s). Сумират се всички регистрирани импулси и се изчислява отклонението от зададеното време. Ако отклонението е повече от 0,3 %, трябва да се намери причината и да се отстрани.

♦ **измерване на разделителната способност по енергия** (Energy resolution) – измерва се при две енергии – 122 keV на ^{57}Co и 1332 keV на ^{60}Co. Поставя се източник ^{57}Co на разстояние, осигуряващо скорост на броене около 500 imp/s. Усилването се подбира на 0,20 keV/канал (линията да се окаже около 610 канал). Спектърът се набира до около 3000 импулса. С наличната програма се определя ширината ѝ на половин височина FWHM. Ако не се разполага с такава програма, в стандарта се описва процедура за "ръчно" пресмятане. По подобен начин се определя и ширината на линията 1332 keV на ^{60}Co, като усилването се подбира на 0,35 keV/канал (линията да бъде около 3800 канал). Необходимо е мястото на линията да бъде на цял канал (на не повече от 0,1 канала) – това се налага от изискванията на следващата проверка. Не трябва да има разсейващи материали най-малко на 10 cm от източника. Въпреки че не се изисква от този стандарт, добре е при това измерване източникът да е на разстояние 25 cm от челото на детектора, за да може тези резултати да се сравнят с паспортните данни на детектора. Ширината на линията е един от чувствителните параметри, увеличаването на която може да бъде първи признак за повреда (напр. разхерметизиране на детектора);

♦ **определяне на отношението пик/Комптън** (Peak-To-Compton Ratio) – определя се само за линията 1332 keV, като се използва регистрираният при горната проверка спектър. Броят импулси в максимума на линията се дели на средната стойност на броя регистрирани импулси в каналите, съответстващи на енергии от 1040 до 1096 keV;

♦ **корекция на загубата на импулси, дължаща се на скоростта на броене** (Correction for Losses due to Counting Rate) – целта е да се определят стойностите, с които да се коригират площите на линиите на пълно поглъщане на енергията за загубени импулси от застъпването им. Тези загуби са два типа:

а. импулс, постъпил малко след друг, не се обработва, тъй като в това време анализаторът е зает с обработването на предния. Обикновено тези

загуби се отчитат достатъчно точно, като се използва часовник за живо време (Live-Time Clock), който се блокира през времето, в което анализаторът обработва импулс;

б. застъпващи се импулси. Това е междинен случай между почти едновременно (примерно под 1 ns) попаднали в детектора γ-кванти, импулсите от които ще формират сумарна линия (ако са се погълнали напълно) и достатъчно разделени във времето импулси, така че първият се обработва, а вторият се пропуска (случай а.). Амплитудата на такива застъпващи се импулси не е сума от амплитудите на двата импулса и застъпващите се импулси се регистрират в произволен канал – увеличават непрекъснатото разпределение. Много от съвременните γ-спектрометри имат специални системи за отстраняване на застъпващи се импулси (Pile-up Rejection), които по различни методи коригират и времето.

Разглежданият стандарт допуска различни методи за проверка:

Метод с един радионуклид. От един разтвор на ^{152}Eu се изготвят 7 ÷ 8 "точкови" източника, като се вземат различни количества от разтвора, с точност, по-добра от 0,5 %. Така ще знаем отношението на активностите в източниците. Те трябва да осигуряват обща скорост на броене от около 500 до 20 000 imp/s. С всеки източник се провеждат по две измервания: с едноканален анализатор и преброител и със спектрометричния тракт на системата. Във всяка от линиите, които ще използваме, трябва да има регистрирани поне 20 000 импулса (за предпочитане 50 000). Означаваме с $M_r(E)$ измерената скорост на броене. "Истинската" скорост на броене $n_r(E)$ определяме от

$$n_r(E) = M_1(E).f_r, \qquad (12.3)$$

където f_r е отношението на масата на разтвора, използван за изготвянето на r-ия източник към масата на разтвора, използван за изготвянето на първия, най-слаб източник. За него приемаме, че $n_1(E) = M_1(E)$ (загубите при такива малки скорости на броене обикновено могат да се пренебрегнат). Изчисляваме корекционния коефициент

$$C_r(E) = n_r(E) / M_r(E) \qquad (12.4)$$

и неопределеността му. Изчертаваме в графичен вид $C_r(E)$ като функция на общата скорост на броене, измерена с едноканалния анализатор с първия

източник, умножена по съответното f_r. Проверяваме дали поправката зависи от енергията на γ-квантите.

Метод с два радионуклида. Друг вариант е използването на два източника с подходящи гама-линии. Единият е желателно да има само една линия, при чиято енергия ще се проверява застъпването на импулсите. Този източник се поставя на постоянно разстояние от детектора, така че да осигурява скорост на броене 200 ÷ 500 imp/s. Най-високата енергия на втория източник трябва да бъде значително по-ниска от енергията на първия. Подходящи двойки източници са ^{137}Cs (първи, постоянен източник) и ^{57}Co, или ^{208}Tl и ^{137}Cs.

Поставя се постоянният източник (например ^{137}Cs). За предварително зададено живо време (реалното време също се измерва, ако то е необходимо за използвания метод за поправка) се натрупва спектър с поне 20 000 импулса чиста площ (за предпочитане 50 000) в линията на пълно поглъщане на енергията. Изчислява се чистата площ на линията и неопределеността ѝ, като евентуално се коригира с използваните методи за коригиране на застъпващи се линии и за мъртво време.

Без да се мести източникът от ^{137}Cs, се приближава вторият източник ^{57}Co, докато се достигне желаната обща скорост на броене. Изтрива се първият спектър и се набира нов за същото живо време. Изчислява са чистата площ на фотопика на ^{137}Cs и неопределеността ѝ по същия начин, както и в първия спектър.

За максимална работна обща скорост на броене се избира тази, при която разликата между площите в двете измервания не надвишава 1/3 от комбинираната неопределеност, с която искаме да определяме активността при рутинните анализи.

Останалите методи няма да разглеждаме, тъй като за прилагането им е необходим прецизен импулсен генератор;

♦ **калиброване по енергия** (Energy calibration) – извършва се с радиоактивни източници, поставени на същото разстояние, както и рутинно измерваните проби, по добре изразени линии на пълно поглъщане на енергията на γ-кванти, чиято енергия е известна с точност по-добра от 0,2 % и покрива по възможност по-равномерно интересуващия ни енергиен диапазон. От позициите на пиковете и енергиите им се определят

коефициентите на апроксимираща функция (линейна или квадратична) и се запазват за по-нататъшна оценка на енергиите на пиковете от спектрите на пробите. Калибровката по енергия трябва да се проверява ежедневно или по-често за предпазване от изместването ѝ. (Без да се изисква от стандарта, удачно е калибровката да се проверява във всеки спектър по линии, за които знаем, че присъстват в спектъра – "вътрешен стандарт".) Неопределености от порядъка на 0,5 keV в определянето на енергията на пика обикновено са достатъчни за коректно идентифициране на радионуклидите. Ако линейна или квадратична функция не описват добре целия енергиен диапазон, необходимо е да се коригира нелинейността. За енергийна калибровка се препоръчват ^{82}Br (неудачен поради късия му период на полуразпадане) или ^{110m}Ag и ^{56}Co или ^{88}Y или ^{144}Ce/^{144}Pr (неудачен защото има само една по-силна γ-линия).

За определяне на мястото и площта на линията на пълно поглъщане на енергията стандартът предлага два метода:

а. Без фитиране (апроксимиране).

Чистата площ на фотопика се определя като

$$N = G - C.\frac{B_1 + B_2}{2c}, \qquad (12.5)$$

където G е общият брой импулси (интегралната площ) под фотопика;

C – броят на каналите в линията;

c – броят на каналите от всяка страна на линията, по които се определя непрекъснатата подложка;

B_1 – сумата от импулсите в каналите, по които се определя подложката преди линията;

B_2 – сумата от импулсите в каналите, по които се определя подложката след линията.

Тази формула се извежда при предположението, че подложката се описва с права линия (вж. фиг. 3.12 и ф-ли (3.107 ÷ 116)). Ако няма близко разположени линии, се препоръчва $c \cong (1 \div 1{,}5)$ FWHM.

Неопределеността σ_N^2 на чистата площ се определя като

(12.6) $$\sigma_N^2 = G + \left(\frac{C}{2c}\right)^2 .(B_1 + B_2).$$

Мястото на линията X_0 се определя като център на тежестта (първи момент):

(12.7) $$X_0 = \frac{1}{N}\sum_{i=L}^{R} i.N_i ,$$

където N е чистата площ на линията (ф-ла 12.5);

N_i – броят импулси в i-ия канал след изваждане на непрекъснатото разпределение, описани с права линия;

L, R – левият и десният канали, ограничаващи фотопика.

Ако предположим, че N и $\Sigma i.N_i$ са независими, неопределеността на мястото на линията σ_{X0} е

(12.8) $$\sigma_{X_0}^2 = \left(\frac{\sum i.N_i}{N^2}\right)^2 \sigma_N^2 + \frac{1}{N^2}.\sum i^2.\sigma_{N_i}^2$$

Обърнете внимание, че $\sigma_N^2 \neq N$ и $\sigma_{N_i}^2 \neq \Sigma N_i$!

За повече подробности вижте т. 3 “Метод на най-малките квадрати”.

б. метод с апроксимиране – излагат се най-общите принципи на метода на най-малките квадрати, описващ фотопика с гаусова крива. Обемът на описанието е крайно недостатъчно за практическо прилагане на метода.

♦ **измерване на фотоефективността** (Full-Energy Peak Efficiency). *Необходимо е образцовите източници по размери, плътност и химичен състав да бъдат идентични с пробите, чиято активност ще се измерва.* Не е възможно да се направи надеждно измерване (с неопределеност под 20 ÷ 30 %), ако има разлика в геометричните размери или във възпроизводимостта на геометрията на измерване при калибрирането и анализа дори няколко милиметра. Ако разполагаме с набор калибровъчни източници с различна плътност и химичен състав, е възможно да се направи интерполация, но и тя не е много надеждна, особено при енергии под 100 ÷ 200 keV. Изрично се

подчертава, че не бива да се използва екстраполация за по-ниски енергии от най-ниската енергия на образцовия източник.

За калибриране по ефективност се предлага смес от няколко радионуклида – табл. 12.1.

Таблица 12.1. *Препоръчителна смес от радионуклиди за калибровка по ефективност на Ge-спектрометри* [14]

Нуклид	далече	близо	$T_{1/2}$	Енергия, keV	Добив, %
^{241}Am	+	+	433 a	59,54	36,30
^{109}Cd	+	+	1,241 a	88,04	3,79
^{57}Co	+	+	270 d	122,07 136,43	85,6 10,6
^{139}Ce	+	+	137,5 d	165,85	80,00
^{203}Hg	+	+	46,59 d	279,17	81,50
^{113}Sn	+	+	115,1 d	391,71	64,17
^{85}Sr	+	+	64,73 d	513,99	99,28
^{137}Cs	+	+	30,1 a	661,62	84,62
^{88}Y	+	-	106,6 d	898,02 1836,01	94,00 99,36
^{60}Co	+	-	5,272 a	1173,23 1332,51	99,36 99,98
^{54}Mn	-	+	312,2 d	834,86	99,98
^{65}Zn	-	+	243,9 d	1115,56	50,75

В таблицата с "+" са означени нуклиди, които е удобно да се използват в геометрия "близо", нямащи каскадни γ-преходи и съответно не се налага поправка за истински съвпадения. С "далече" условно е означена геометрия на разполагане на източника достатъчно далече от детектора, така че и при наличието на каскадни γ-преходи тази поправка да е пренебрежима. Точните стойности на разстоянието зависят от желаната комбинирана неопределеност.

Тази смес е много удобна за работа, тъй като покрива сравнително равномерно целия диапазон, а производителите подбират специфичната активност така, че през първия месец отделните линии са с почти еднакви площи. От включените нуклиди само ^{60}Co и ^{88}Y са с каскадни преходи и се налага поправка за истински съвпадения. За съжаление в нея са включени някои късоживеещи нуклиди. Поради това източник от тази смес с необходимите размери, плътност и химичен състав следва да се поръчва след като γ-спектрометърът е преминал останалите проверки. След няколко месеца в източника остават практически само дълготрайните ^{241}Am, ^{137}Cs и ^{60}Co и той може да се използва само за периодични проверки. Ако източникът не е собственост на лабораторията, следва едновременно с първоначалната проверка при точно фиксирана геометрия да се измерят и точкови източници от горните 3 нуклида, които по-късно да се използват за периодични проверки както на калибровката по ефективност, така и по енергия.

В тази смес е възможно взаимно влияние на някои паразитни линии от един радионуклид върху линиите на пълно поглъщане на енергията от други нуклиди, което трябва да се отчита при оценката на неопределеностите. Например, анихилационното лъчение с енергия 511 keV, възникнало в защитата, практически съвпада с линията 514 keV на ^{85}Sr; а линията на единично излитане от прехода 1836 keV на ^{88}Y е с енергия 1325 keV и е близо до линията 1332 keV на ^{60}Co.

Вместо горната смес може да се използва смес от ^{125}Sb, ^{154}Eu и ^{155}Eu или ^{152}Eu, които са по-дълготрайни, но създават проблеми с истински съвпадения.

Стандартът разглежда два варианта за калибриране по ефективност:

1. Калибриране само за избрани радионуклиди;

2. Построяване на крива на ефективността като функция на енергията с два подварианта:

- голямо разстояние между източника и детектора, когато не е необходима поправка за истински съвпадения;
- малко разстояние между източника и детектора, когато е необходима поправка за истински съвпадения.

1. Калибриране само за избрани радионуклиди. Ако в лабораторията се предполага да се измерват само ограничен брой радионуклиди, за предпочитане е калибрирането да се направи със стандартен източник, съдържащ същите радионуклиди. Това позволява да се избегне интерполирането за нужната енергия, поправката за истински съвпадения, неопределеностите в табличните стойности на интензивностите на γ-линиите, неопределеностите от математичната обработка; а ако активностите на калибровъчния и измервания източник са приблизително еднакви – и поправките за застъпването на импулсите. Това повишава точността на измерванията.

Резултатът от калибрирането по ефективност е *стандартизационният коефициент* $S_C(i, E)$ за *i*-ия радионуклид с енергия на гама-квантите E:

$$S_C(i,E) = \frac{[n_i(i,E) - B(E)]C_r.C_d}{A(i)}, \qquad (12.9)$$

където $n(i, E)$ е чистата скорост на броене в линията на пълно поглъщане на енергията, дължаща се на *i*-ия радионуклид (непрекъснатата подложка под линията е извадена) ;

$B(E)$ – чистата скорост на броене в линия във фона около енергия E;

C_r – поправъчният множител за случайно сумирани импулси;

C_d – поправъчният множител за разпадане преди и по време на измерване;

$A(i)$ – активността на *i*-ия радионуклид в калибрационния източник.

Съответно неизвестната активност в измервания препарат е:

$$A(i) = \frac{[n_i(i,E) - B(E)]C_r.C_d}{S_C(i,E)}. \qquad (12.10)$$

Определянето на стандартизационния коефициент се извършва с калибровъчни източници, съдържащи радионуклидите, които ще се измерват на този гама-спектрометър, с форма и размери, идентични на измерваните, и с плътност и химичен състав, по възможност по-близки до измерваните. Гама-спектрите се регистрират до натрупването поне на 20 000 импулса (за предпочитане 50 000) чиста площ на съответните фотопикове. Ако скоростите на броене на калибровъчния източник или пробата са по-големи от 1000 imp/s и са различни, необходимо е да се направи поправка за застъпващи се импулси (случайни съвпадения).

2. Построяване на крива на ефективността като функция на енергията.
Това е по-често използваният случай.

За предпочитане е измерванията да се провеждат при голямо разстояние между източника и детектора, поради намаляването на влиянието на неточното възпроизвеждане на разстоянието – например при разстояние 50 mm грешка от 1 mm води до неопределеност от 4 %, а загубата на импулси поради истински съвпадения е от същия порядък.

Когато,обаче, се измерват нискоактивни проби, преобладаващи стават недостатъците на тази геометрия – ниска ефективност и увеличаване на влиянието на собствения фон на детекторната система, поради което става задължително измерванията да се провеждат при възможно по-близко разполагане на пробата до детектора.

С калибровъчните източници, съдържащи подходящи радионуклиди (покриващи по възможност равномерно целия интересуващ ни енергиен диапазон) с форма и размери, идентични с измерваните, и с плътност и химичен състав по възможност по-близки до обикновено измерваните, се регистрират γ-спектри до натрупване поне на 20 000 импулса (за предпочитане 50 000 импулса) в съответните фотопикове. Ефективността на детектора ε(E) за енергия E се определя по формулата

$$\varepsilon(E)=\frac{[n(E)-B(E)]\pi C_i(E)}{R(E)}; \qquad (12.11)$$

където $n(E)$ е чистата скорост на броене във фотопика;

$B(E)$ – чистата скорост на броене в съответния фотопик във фоновия спектър;

$R(E)$ – скоростта на излъчване на гама-кванти с енергия E;

$C_i(E)$ – поправки (множители), като:

$i = d$ – за разпадането преди или по време на измерването;

$i = r$ – за случайно застъпване на импулси;

$i = c$ – за истински съвпадения;

$i = a$ – за изменение на отслабването в пробата в сравнение със стандартния източник.

Всяка поправка трябва да се използва когато оценената й стойност се очаква да е по-голяма от 1/3 от приемливата неопределеност в скоростта на излъчване на γ-квантите.

Скоростта на излъчване на γ-кванти от измерваната проба се определя от

$$R(E)=\frac{[n(E)-B(E)]\pi C_i(E)}{\varepsilon(E)}; \qquad (12.12)$$

Активността на радионуклида $A(E)$, излъчващ γ-квантите с енергия E, е свързана със скоростта на излъчване $R(E)$ чрез

$$A(E) = R(E) / p(E) , \qquad (12.13)$$

където $p(E)$ е добивът на γ-кванти с енергия E на един акт на разпадане.

Обикновено не се продават калибрирани γ-източници с енергии над 2 MeV. Ако е необходимо калибриране на γ-спектрометъра в диапазона от 2 до 3 MeV, стандартът предвижда да се използват некалибрирани източници (със същите размери и форма както по-горе) от радионуклиди, които имат по две линии – едната в диапазона до 2 MeV и втората – над 2 MeV. Спектрите се набират за известно време до натрупването на 20 000 (за предпочитане 50 000) импулса във фотопика. По вече определената ефективност се определя скоростта на излъчване $R(E_l)$ по нискоенергийната линия и се изчислява скоростта на излъчване на високоенергийната линия $R(E_h)$:

(12.14) $$R(E_h)=\frac{R(E_l)p(E_h)}{p(E_l)},$$

където $p(E_l)$ е вероятността за излъчване (добивът) на γ-кванти от ниско-енергийната линия;

$p(E_h)$ е вероятността за излъчване (добивът) на γ-кванти от високо-енергийната линия.

Експериментално измерените ефективности се описват с гладка крива:

а) функцията $\varepsilon(E)$ в двойно логаритмичен мащаб;

б) функцията $Y = \varepsilon(E).E^{\alpha}$ в линеен мащаб – α се подбира експериментално.

Броят на измерените точки трябва да бъде поне 2 пъти по-голям от броя на параметрите на описващата функция и поне 20 за енергийния интервал от 59 keV до 3 MeV, разположени сравнително равномерно, без големи "дупки" между тях.

Горната процедура се използва и при малки разстояния между източника и детектора, вкл. и при геометрия "Маринели" (Геометрия "Маринели" се реализира със специални съдове за обемни проби, които позволяват пробата да обгръща детектора, при което се повишава вероятността за попадане на γ-кванти в детектора). В калибровъчната смес вместо ^{88}Y и ^{60}Co (които имат каскадни преходи) се използват ^{54}Mn и ^{65}Zn. Възможно е, обаче, да се регистрират истински съвпадения между Ro-лъчение и γ-квантите. Поради това трябва да се провери дали Ro-лъчение се поглъща достатъчно ефективно в мъртвия слой и капсулата на детектора. При нужда се поставя допълнителен поглътител. Трябва да се държи сметка и за истински съвпадения между γ-линията и спирачното лъчение от предшестващо β-разпадане.

♦ **проверка на използваните анализиращи програми**. Това е изключително важна проверка за откриване на грешки или ограничения на алгоритмите, които се използват за анализ на експерименталните резултати.

Предлага се за проверките да се използват γ-радионуклидите ^{65}Zn и ^{137}Cs (вместо ^{65}Zn може да се използват ^{22}Na или ^{60}Co, но за последния тряб-ва да се прави поправка за линия на единично излитане с енергия 662

keV от прехода 1173 keV). Източниците от ^{65}Zn, ^{22}Na или ^{60}Co трябва да бъдат прецизно проверени за радиационна чистота. За целта при средна скорост на броене (500 ÷ 2000 imp/s) се регистрира спектърът им, докато в областта 662 keV се натрупат поне по 10 000 импулса в канал. Трябва да се убедите, че в тази област непрекъснатото разпределение е плоско, без видими линии. Ако се наблюдава линия, трябва да бъде определена площта й и да се изважда при тестовете, но това намалява чувствителността им. Набраният спектър се записва и изтрива.

При средна скорост на броене (500 ÷ 2000 imp/s) се набира спектър на ^{137}Cs за време 1000 s или докато се натрупат 5000 импулса чиста площ на фотопика, като източникът се поставя на възпроизводимо разстояние до детектора. Определя се ширината на фотопика FWHMв канали и чистата скорост на натрупване на импулси във фотопика.

За проверка на *алгоритъма за автоматично търсене на линиите* източникът ^{137}Cs се поставя на избраното по-горе разстояние и се набира спектър до натрупването на 50 импулса във фотопика. Изпълнява се програмата за автоматично търсене на линии. Линията трябва да бъде намерена при 5 последователно регистрирани спектъра.

Натрупва се нов спектър на ^{137}Cs до набирането на 100 импулса във фотопика. Отстранява се източникът ^{137}Cs и се поставя вторият източник. Без да се изтрива спектърът, върху него се натрупват импулси от втория източник, като в каналите на непрекъснатото разпределение около фотопика на ^{137}Cs трябва да се добавят по 720/FWHM импулса на канал. Ако програмата за автоматично търсене на линиите не открие фотопика, се настройва критерият й за чувствителност.

Същата процедура се повтаря и при площ на фотопика 1000 импулса и добавка от 72 000/FWHM импулса/канал. Ако има значителна разлика в критерия за чувствителност, се търси причината и се отстранява.

За проверка на *независимостта на определяне на чистата площ на фотопика от непрекъснатата подложка* източникът от ^{137}Cs се поставя на фиксираното разстояние от детектора и се набира спектър с чиста площ на фотопика около 10 000 импулса. Спектърът се записва и обработва за получаване на чистата площ на линията и неопределеността й. Определя се и

средният брой импулси в няколко канала непосредствено преди и след линията. Записва се и пълната височина на линията (заедно с подложката).

Отстранява се източникът ^{137}Cs и се поставя вторият източник. Без да се изтрива цезиевият спектър, се продължава натрупването на импулси. Периодично се спира набирането, спектърът се обработва (както е описано в предния абзац) и натрупването продължава. Стандартът препоръчва в близките до основата на линията канали да се достигне до 49 000/FWHM импулса. Ако е необходимо, се прави корекция за паразитна линия. Проверката се счита за успешна, ако разликата между чистите площи на първото и последното измерване не надхвърля два пъти средноквадратичното отклонение (доверително ниво 95%).

Проверката на алгоритъма за намиране и обработване на дублетни линии се извършва с две цели: за автоматично откриване на близки линии и за определянето на площите им. Стандартът предвижда да се използва линията 1332 keV на ^{60}Co (или друг дългоживеещ нуклид с интензивна γ-линия, която не е повлияна от близки линии). Имитирането на дублета се извършва като първо се набира спектър при работните условия на спектрометъра. След това линията се отмества на няколко канала (чрез изменение на коефициента на усилване, на нулата на амплитудно-цифровия преобразовател или чрез отрязване на канали чрез ADC-offset) и върху вече набрания спектър продължава набирането.

Източникът се поставя на разстояние не по-малко от 5 cm от челото на детектора и при сравнително ниска скорост на броене (около 500 imp/s) се натрупва спектър, като чистата площ на фотопика е поне 20 000 импулса (за предпочитане 50 000). Определя се чистата скорост на броене и неопределеността ѝ. Линията се отмества на една пълна ширина на линията (FWHM) и набирането продължава за същото време. Така симулираният спектър се обработва като дублет. Получените площи на линията не трябва да се различават с повече от 1/3 от комбинираната неопределеност, с която искаме да се провеждат рутинните измервания. Ако това условие не се удовлетворява, проверката се повтаря, като се увеличава малко разстоянието между двете линии. Записва се разстоянието, при което горното условие се изпълнява.

Проверката се повтаря, като разстоянието между двете линии се увеличава на 2 FWHM, но втората линия се набира за 10 пъти по-късо време. Така симулираният спектър се обработва като дублет. Получените площи на

линията не трябва да се различават с повече от 1/3 от комбинираната неопределеност, с която искаме да се провеждат рутинните измервания. Ако това условие не се удовлетворява, проверката се повтаря, като се увеличава времето на натрупване на втората линия. Записва се отношението на площите, при което горното условие се изпълнява.

Същата проверка се повтаря като се разменят местата на по-силната и по-слабата линия.

Ако по време на проверките се установи, че програмата не открива надеждно дублетите, се прави необходимото ѝ настройване.

Желателно е тези проверки да се повторят при други условия (например с други линии и с други разстояния и отношения на площите) за по-добро определяне на възможностите и ограниченията на използваните програми.

За оценка на целия процес на анализ стандартът предвижда три проверки:

- **Оценка на влиянието на истинските съвпадения.** Тази оценка има смисъл да се прави, ако избраното за рутинни измервания разстояние между източника и детектора е малко (под 10 cm) и се изисква конбинираната неопределеност да е по-малка от 10 %. Препоръчва се тя да се извърши с двойка радионуклиди с близки по енергия γ-кванти, но при единия това е линия, която не е повлияна от каскаден преход. Такива двойки са $^{60}Co(1173)/^{65}Zn(1115)$, $^{56}Co(846)/^{54}Mn(835)$, $^{88}Y(898)/^{54}Mn(835)$ и $^{154}Eu(591)/^{125}Sb(600)$. В скоби са посочени енергиите (в keV) на използваните γ-линии, а първият от двойката нуклид е с каскаден γ-преход. По-добре е от тези нуклиди да се изработят смесени източници. Ако се използват отделни източници, трябва да бъдат маркирани страните им, обърнати към детектора и да се осигури възпроизводимост на разстоянието до детектора. Също така трябва да се използва подходящ филтър, за да не се регистрира Ro-лъчение, което съвпада във времето с излъчването на γ-кванта. Следва да се оцени и влиянието на истински съвпадения от други линии. Например при ^{125}Sb малък принос в линията с енергия 600 keV ще дадат съвпаденията между линиите 172 и 428 keV.

Провеждат се две измервания: на избраното за рутинни измервания разстояние *i* и на достатъчно голямо разстояние *r*, при което приносът на истинските съвпадения може да се пренебрегне (за Ge-детектори с отно-

сителна ефективност > 20 % се приема r = 15 cm). Спектърът се набира до натрупването поне на 20 000 импулса (за предпочитане 50 000) чиста площ на линията, която се влияе от истинските съвпадения $N(s)$ и в линията, свободна от съвпадения $N(u)$. Определя се чистата площ и се образува отношението

$$R_i = \frac{N(s)_i / N(u)_i}{N(s)_r / N(u)_r}. \qquad (12.15)$$

Множителят за коригиране на загубата на импулси от истинските съвпадения е

$$C_C = 1 / R_i \qquad (12.16)$$

Ако R_i е измерено с комбинацията ^{154}Eu(591)/^{125}Sb(600) за даден детектор, разстояние между източника и детектора и размери на пробата, може ориентировъчно да се приеме, че за други нуклиди $(1 - R_i^X)$ ще бъде в рамките на $\pm$ 2 $(1 - R_i)$. Но тази оценка в никакъв случай не може да се използва за коригиране на данните; тя може да се използва само за оценка на съставящата на неопределеността, дължаща се на истински съвпадения в резултат на каскадни преходи.

- **Определяне на относителния добив на γ-линиите.** Използват се сравнително дългоживеещи радионуклиди със сложен спектър, за които от литературни данни добивът на отделните γ-преходи е добре известен. Спектрите (в геометрията, която се проверява) се регистрират до натрупването на 20 000 ÷ 100 000 импулса в интересуващите ни фотопикове. Определят се площите и неопределеностите им, като се правят всички предвидени в анализа поправки. Определя се относителният добив за всяка γ -линия и се сравнява с литературните данни. Отклоненията не бива да надхвърлят 1/3 от желаната комбинирана неопределеност.

- **Точност на определяне на активността.** Използват се проби, близки по нуклиден и химичен състав с тези, които обикновено ще се измерват на този спектрометър, и на които активността е определена от националния център за стандартизация на измерванията на радиоактивността.

Коригиране за истински съвпадения

Разглеждаме най-простия случай на разпадането на нуклид с три нива, показан на фиг. 10.10. Нека вероятността за i-ия преход означим с q_i . Предполага се, че всеки преход може да се разрежда или чрез излъчването на γ-квант с вероятност p_i или чрез вътрешна конверсия (с коефициент на вътрешна конверсия $\alpha_t(i) = n_{ei}/n_{\gamma i}$, където n_{ei} и $n_{\gamma i}$ са съответно вероятностите за излъчване на конверсионен електрон и γ-квант). Пренебрегваме и съвпаденията на γ-квант с Ro-линия от вътрешна конверсия, тъй като обикновено най-разпространените Ge-детектори са нечувствителни към нискоенергийното лъчение, а при сцинтилационните детектори импулсите от тези съвпадения остават в областта на фотопика поради по-лошата разделителна способност по енергия.

Тогава вероятността за излъчване на γ-квант p_i е

$$p_i = q_i / [1 + \alpha_t(i)] . \qquad (12.17)$$

Тези вероятности p_i могат да не съвпадат с публикуваните в таблиците, тъй като някои нива (в конкретния случай например с енергия E_B) може да се зареждат допълнително с β^- - разпадане директно до тях.

Вероятността P_1 за загуба на импулси от чистата площ на фотопика на γ_1-линията поради истински съвпадения с γ_2 е

$$P_1 = f_2 . \varepsilon_t(2) , \qquad (12.18)$$

където $\varepsilon_t(2)$ е общата (тотална) ефективност за регистриране на γ_2 , а f_2 – частта от γ-квантите от γ_2 , които са в съвпадение с гама-линията γ_1.

Аналогично

$$P_2 = f_1 . \varepsilon_t(1) , \qquad (12.19)$$

където $\varepsilon_t(1)$ е общата (пълна) ефективност за регистриране на γ_1 , а f_1 – частта от γ-квантите от γ_1, които са в съвпадение с гама-линията γ_2.

Ако преходът γ_2 не е конвертиран (пълният коефициент на вътрешна конверсия $\alpha_t(2) = 0$), всички γ-кванти от прехода γ_1 ще съвпадат с γ-квантите γ_2 и $f_2 = 1$. Ако преходът е конвертиран

(12.20) $$f_2 = \frac{p_2}{q_2} = \frac{1}{1+\alpha_t(2)}.$$

Вероятността да не наблюдаваме импулс в линията γ_2 в резултат на съвпадение с γ-квант γ_1 можем да изчислим, като отчетем, че (поради зареждането на възбуденото състояние с енергия E_B чрез β^- разпадане) само частта q_1/q_2 преходи от това състояние са свързани с γ_1:

(12.21) $$f_1 = \frac{1}{1+\alpha_t(1)}.\frac{q_1}{q_2} = \frac{1}{1+\alpha_t(2)}.\frac{p_1}{p_2}.$$

В чистата площ на фотопика на прекия преход γ_3 могат само да се добавят импулси от съвпадането, породено от поглъщането на пълната енергия на γ_1 и γ_2 :

(12.22) $$P_3 = f_3.\varepsilon(1).\varepsilon(2)\ ,$$

където f_3 е частта от преходите 1 и 2, като и при двата се излъчва γ-квант;

$\varepsilon(1)$ – фотоефективността за регистриране на γ_1 ;

$\varepsilon(2)$ – фотоефективността за регистриране на γ_2.

Частта f_3 е вероятността за излъчване на γ-квант от всеки от каскадните преходи:

(12.23) $$f_3 = \frac{p_1 p_2}{q_2}.$$

От вероятностите за загуба на импулси P_1 и P_2 се изчисляват поправъчните множители за истински съвпадения

(12.24) $$C_c(1) = \frac{1}{1-P_1} \quad \text{и} \quad C_c(2) = \frac{1}{1-P_2}.$$

За определяне на поправката C_3 за прекия преход трябва да знаем вероятността $P_g(3)$ за детектиране на γ_3:

(12.25) $$P_g(3) = p_3.\varepsilon(3)\ ,$$

където $\varepsilon(3)$ е фотоефективността за γ_3:

(12.26) $$C_c(3) = \frac{1}{1+\left[P_3 / P_g(3)\right]}.$$

Като пример в стандарта се разглежда определянето на поправъчните множители при разпадането на ^{154}Eu.

Поправка за отслабване на лъчението

Разглеждат се две съставящи на поправката за отслабване на лъчението C_a : от външни поглътители C_{a1} и поради разлики между матриците или плътностите на еднакви по форма проби C_{a2}:

(12.27) $$C_a = C_{a1} \,.\, C_{a2}\ .$$

Когато *поглътителят е разположен между пробата и детектора*, поправката за отслабване на лъчението може да се изчисли по формулата:

(12.28) $$C_{a1} = \exp\{\mu.\rho.d\}\ ;$$

където μ е масовият коефициент за отслабване на γ-лъчението;

ρ – плътността на поглътителя;

d – средната дебелина на поглътителя.

Самопоглъщане в пробата. Когато не е възможно фотоефективността да се определи със стандарт от същата матрица и плътност като пробата, е необходимо да се направи поправка. Тази поправка е по-съществена при ниски енергии на γ-квантите и когато източниците съдържат елементи с висок атомен номер и водород!

При голямо разстояние (в сравнение с размерите на плосък хомогенен източник, за какъвто е изведена долната формула) между източника и поглътителя лесно се получава:

(12.29) $$C_{a_2} = \frac{\mu_u(E).\rho_U.d}{1-\exp\{-\mu_u(E).\rho_U.d\}}.\frac{1-\exp\{-\mu_s(E).\rho_S.d\}}{\mu_s(E).\rho_S.d},$$

където $\mu_U(E)$ е масовият коефициент за отслабване на лъчение с енергия E в пробата;

$\mu_s(E)$ – масовият коефициент за отслабване на лъчение с енергия E в стандарта, с който е измерена ефективността;

ρ_u – плътността на пробата;

ρ_s – плътността на стандарта, с който е измерена ефективността;

d – дебелината на пробата или стандарта.

Приведените по-горе формули са трудно приложими на практика, тъй като не винаги са изпълнени условията, при които са изведени; рядко се знае химичният състав на пробата (а понякога и на стандарта), от който да се изчисли μ; "средната" дебелина при по-сложна форма не винаги е добре дефинирана. Поради това авторите на стандарта предлагат два метода за експериментална оценка на поправката:

♦ използването на стандарти с еднаква форма и размери, но с различни матрици и плътности. Относителният поправъчен множител може да се определи от

$$C_{a_2} = \frac{R(E).\varepsilon(E)}{[n(E)-B(E)]\prod_{i\neq a} C_i}, \qquad (12.30)$$

където $R(E)$ е скоростта на излъчване на γ-кванти с енергия E от стандарта, който се използва за определяне на поправката за самопоглъщане;

$\varepsilon(E)$ – фотоефективността за енергия E;

$n(E)$ – чистата скорост на броене от стандарта, който се използва за определяне на поправката за самопоглъщане;

$B(E)$ – скоростта на броене във фотопик с енергия E;

C_i – поправки за скоростта на броене ($i = r$), истински съвпадения ($i = c$) и разпадане на източника ($i = d$).

♦ Друг, вероятно по-точен метод за измерване на относителния поправъчен коефициент, е да се изготвят два източника: единият с еднаква с калибровъчните стандарти матрица и плътност, а вторият – с еднаква матрица и плътност на типично измерваните проби. В тях се поставят точно претеглени количества от един и същ разтвор на нужните радионуклиди (не е необходимо той да е калибриран).

Поправъчният множител се изчислява като:

$$C_{a_2} = \frac{[n_s(E)-B_s(E)]M_u}{[n_u(E)-B_u(E)]M_s}, \qquad (12.31)$$

където $n(E)$ е чистата скорост на броене във фотопика с енергия E;

$B(E)$ – чистата скорост на броене във фонов фотопик с енергия E;

M – масата на радиоактивния разтвор, поставен в източника.

Индексът s е за източника от еднаква със стандартния източник матрица, а u – за матрица, еднаква с тази на измерваната проба.

Поправка за радиоактивното разпадане

Поправката за радиоактивното разпадане C_d може да се представи като произведение от 3 множителя

$$C_d = C_{d1} \cdot C_{d2} \cdot C_{d3} \qquad (12.32)$$

където C_{d1} е поправка за разпадането по време на измерването;

C_{d2} – поправка за разпадането преди началото на измерването;

C_{d3} – поправка за разпадането по време на вземане на пробата или облъчването ѝ (фиг. 12.1).

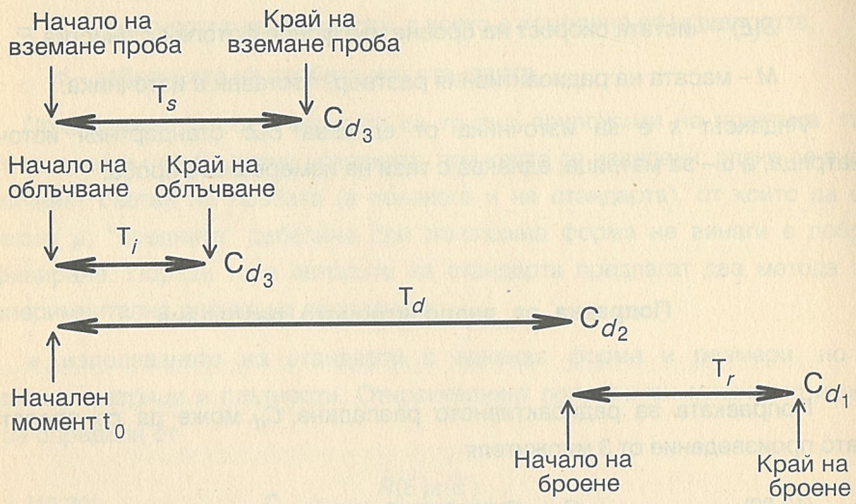
Поправката за времето на разпадане по време на измерването (вж. ф-ла 11.20) е

$$C_{d_1} = \frac{\lambda T_r}{1-\exp\{-\lambda T_r\}}, \qquad (12.33)$$

където λ е константата на разпадане ($\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$, $T_{1/2}$ е периодът на полуразпадане); T_r – реалното време на измерване.

Тази поправка предполага, че мъртвото време по време на измерването остава постоянно. Ще се въведе допълнителна неопределеност, ако мъртвото време се променя значително. Поправката C_{d1} привежда резултата от измерването към началния момент на набирането на спектъра. Ако приемем, че данните са за средата на измерването, неопределеността е по-

малка от 0,5 %, ако времето на измерване е по-малко от половината от периода на полуразпадане.



Фиг. 12.1. *Разположение на времената, свързани с анализа на една проба*

Поправката за радиоактивното разпадане преди началото на набиране на спектъра е

(12.34) $$C_{d_2} = \exp\{\lambda T_d\},$$

където T_d е времето от момента, за който искаме да преизчислим резултата до началото на измерването.

Поправката C_{d3} зависи от начина на взимане или подготовка на пробата. Разглеждат се два варианта:

♦ при провеждане на активационен анализ ни интересува броят на атомите в необлъчената проба, които биха се активирали по време на облъчване в постоянен неутронен поток за време T_i . През това време в пробата както се образуват нови радионуклиди, така и се разпадат, като активността й клони към насищане. В този случай

(12.35) $$C_{d_3} = \frac{1}{1-\exp\{-\lambda T_i\}};$$

♦ ако се събират вече активирани нуклиди, например чрез филтриране на въздух (и след това се измерва активността на филтъра), част от събраните в началото радионуклиди ще се разпаднат докато продължава филтрирането. В този случай

(12.36) $$C_{d_3} = \frac{\lambda T_s}{1-\exp\{-\lambda T_s\}},$$

където T_S е продължителността на филтрирането.

В обсъждания стандарт се разглеждат и други въпроси:

- за защитата на детектора (които са описани по-подробно в т. “Пасивна оловна защита”);
- методи за подготовка на стандартни обемни радиоактивни източници от различни матрици. Искаме сериозно да обърнем внимание, че проблемите по създаването на такива стандарти (количествено прехвърляне на радиоактивността от стандартния разтвор, изборът на матрицата и особено хомогенизирането и запазването на свойствата на стандарта във времето) са изключително сложни и трудно се поддават на контрол. Поради това такива процедури могат да се изпълняват само от силни колективи от висококвалифицирани радиохимици, гама-спектрометристи и метролози в лаборатория, която има разрешение за работа с радиоактивни вещества;
- измерването на пробите.

ПРИЛОЖЕНИЯ

ПРИЛОЖЕНИЕ 1. ИЗПОЛЗВАНИ СЪКРАЩЕНИЯ И ОЗНАЧЕНИЯ

Радиоактивни превръщания и лъчения

α – алфа-превръщане, алфа-частица

β^- – бета-минус превръщане, бета-минус частица

β^+ – бета-плюс превръщане, бета-плюс частица

e^-, e – електрон; e_0 - заряд на електрона

e^+ – позитрон

p, n – протон, неутрон

Е.З. (EC) – електронно залавяне

И.П. (IT) – изомерен преход

СП.ДЕЛ. – спонтанно делене

γ – гама-преход, гама-квант

Ro – Рентгенов квант, Рентгеново лъчение (лъчи, излъчване)

Означения на линиите от характеристичния рентгенов спектър

(международно приети по Зигбан [СП1])

$K_{\alpha 1}$ – отговаря на прехода K - L_{III} ; $K_{\alpha 2}$ – отговаря на прехода K - L_{II}

$K_{\beta 1}$ – отговаря на прехода K - M_{III} ; $K_{\beta 2}$ – отговаря на прехода K - N_{II}

$K_{\beta 3}$ – отговаря на прехода K - M_{II} ; $K_{\beta 4}$ – отговаря на прехода K - N_{III}

$K_{\beta 5}$ – отговаря на прехода K - M_{IV} ;

$K_{\beta'1} = (K_{\beta 1} + K_{\beta 3} + ...)$; $K_{\beta'2} = (K_{\beta 2} + K_{\beta 4} + ...)$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2. НЯКОИ ЧЕСТО УПОТРЕБЯВАНИ ЕДИНИЦИ, КОНСТАНТИ И СТАТИСТИЧЕСКИ ТАБЛИЦИ [Сп3, Сп6]

1 d (ден) = 86 400 s

1 a (y) (година тропична 1994) = 365,242200 d = 31 556 925,2 s

ppm (части на милион); 10 ppm = 0,001 %

1 mil = 0,001 инча ≈ 0,025 mm

1 at (техническа атмосфера, ат) = 98 066,5 Pa (точно)

1 atm (физическа, стандартна атмосфера, атм) = 101 325 Pa (точно)

1 bar (бар) = 10^5 Pa

1 mm H_20 (милиметър воден стълб) = 9,806 65 Pa (точно)

1 mm Hg (милиметър живачен стълб = 1 Torr (тор)) = 133,322 Pa (точно)

1 b (барн) = 10^{-28} m

1 eV = 1,602 177 33(49).10^{-19} J

1 u (m_u) ((унифицирана) атомна единица за маса, а.е.м.)=
= (масата на атома ^{12}C)/12 = (1 g)/(N_A mol) =
= 1,660 540 2(10).10^{-27} kg = 931,494 32(98) MeV/c^2

c (скорост на светлината) = 299 792 458 m/s (точно)

e (елементарен заряд) = 0,160 217 733(49) aC = 1,602 177 33(49).10^{-19} C

h (константа на Планк) = 6,626 075 5(40).10^{-34} J.s =4,135 669 2.10^{-15} eV.s

$\hbar = h/2\pi$ = 1,054 572 66(63).10^{-34} J.s [18] = 6,582 122 0(20).10^{-22} MeV.s

N_A (число на Авогадро) = 6,022 136 7(36).10^{23} mol^{-1}

ε_0 (диелектрична проницаемост на вакуума) =
= 8,854 187 817.10^{-12} F/m (точно)

μ_0 (магнитна проницаемост на вакуума) = $4\pi.10^{-7}$ H/m =
= 12,566 370 614.10^{-7} H/m (точно)

m_e (маса (на покой) на електрона) = 9,109 389 7(54).10^{-31} kg =
5,485 799 03(13).10^{-4} u = 0,510 999 06(15) MeV/c^2

r_e (класически радиус на електрона)=$e^2/4\pi\varepsilon_0 m_e c^2$ = 2,817 940 92(38).10^{-15} m

m_p (маса (на покой) на протона) = 1,672 623 1(10).10^{-27} kg =
1,007 276 470(12) u = 938,272 31(28) MeV/c^2 ≈1836,1 m_e

m_n (маса (на покой) на неутрона) $= 1{,}674\ 928\ 6(10).10^{-27}$ kg =
$= 1{,}008\ 664\ 904(14)$ u $\approx 1838{,}6\ m_e$

$W_{сух\ въздух}$ (средна енергия за образуването на една двойка йони във въздух)
$= (33{,}85 \pm 0{,}15)$ eV

t-разпределение на Стюдент

ν	p=0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	0,95	0,98	0,99	0,995	0,999
1	1,000	1,376	1,963	3,078	6,314	12,71	31,82	63,66	127,3	636,6
2	0,816	1,061	1,386	1,886	2,920	4,303	6,965	9,925	14,09	31,60
3	0,765	0,978	1,250	1,638	2,353	3,182	4,541	5,841	7,453	12,92
4	0,741	0,941	1,190	1,533	2,132	2,776	3,747	4,604	5,598	8,610
5	0,727	0,920	1,156	1,476	2,015	2,571	3,365	4,032	4,773	6,869
6	0,718	0,906	1,134	1,440	1,943	2,447	3,143	3,707	4,317	5,959
7	0,711	0,896	1,119	1,415	1,895	2,365	2,998	3,499	4,029	5,408
8	0,706	0,889	1,108	1,397	1,860	2,306	2,896	3,355	3,833	5,041
9	0,703	0,883	1,100	1,383	1,833	2,262	2,821	3,250	3,690	4,781
10	0,700	0,879	1,093	1,372	1,812	2, 228	2,764	3,169	3, 581	4,587
11	0,697	0,876	1,088	1,363	1,796	2,201	2,718	3,106	3,497	4,437
12	0,695	0,873	1,083	1,356	1,782	2,179	2,681	3,055	3,428	4,318
13	0,694	0,870	1,079	1,350	1,771	2,160	2,650	3,012	3,372	4,221
14	0,692	0,868	1,076	1,345	1,761	2,145	2,624	2,977	3,326	4,140
15	0,691	0,866	1,074	1,341	1,753	2,131	2,602	2,947	3,286	4,073
16	0,690	0,865	1,071	1,337	1,746	2,120	2,583	2,921	3,252	4,015
17	0,689	0,863	1,069	1,333	1,740	2,110	2,567	2,898	3,223	3,965
18	0,688	0,862	1,067	1,330	1,734	2,101	2,552	2,878	3,197	3,922
19	0,688	0,861	1,066	1,328	1,729	2,093	2,539	2,861	3,174	3,883
20	0,687	0,860	1,064	1,325	1,725	2,086	2,528	2,845	3,153	3,850
21	0,686	0,859	1,063	1,323	1,721	2,080	2,518	2,831	3,135	3,819
22	0,686	0,858	1,061	1,321	1,717	2,074	2,508	2,819	3,119	3,792
23	0,685	0,858	1,060	1,319	1,714	2,069	2,500	2,807	3, 104	3,768
24	0,685	0,857	1,059	1,318	1,711	2,064	2,492	2,807	3,090	3,745
25	0,684	0,856	1,058	1,316	1,708	2,060	2,485	2, 787	3,078	3,725
26	0,684	0,856	1,058	1,315	1,706	2,056	2,479	2,779	3,067	3,707
28	0,683	0,855	1,056	1,313	1,701	2,048	2,467	2,763	3,047	3,674
30	0,683	0,854	1,055	1,310	1,697	2,042	2,457	2,750	3, 030	3,646
40	0,681	0,851	1,050	1,303	1,684	2, 021	2,423	2,704	2,971	3,551
60	0,679	0,848	1,046	1,296	1,671	2,000	2,390	2,660	2,915	3,460
120	0,677	0,845	1,041	1,289	1,658	1,980	2,358	2,617	2,860	3,373
∞	0,674	-0,842	1,036	1,282	1,645	1,960	2,326	2,576	2,807	3,291

ПРИЛОЖЕНИЕ 3. КАЛИБРОВЪЧНИ РАДИОНУКЛИДИ ЗА α-СПЕКТРОСКОПИЯ [7,СП5]

Нуклид, A	Период на полу-разпадане $T_{1/2}$	Енергия на α-частиците, keV	α-част/ разп., %	Енергия на α-частиците, keV	α-част/ разп., %
$_{62}$Sm,146	1,03(3).10^8 a	2 470(6)	100		
$_{64}$Gd,148	93(6) a	3 182,716(31)	100		
150	1,79(8).10^6 a	2 719(8)	100		
$_{83}$Bi,211	2,14(2) min	6 623,0(6)	84	6 278,7(6)	16
212	60,55(6) min	6 089,95(9)	10	6 050,85(8)	26
$_{84}$Po,204	3,53(2) h	5 377(1)	0,6		
210	138,376(2) d	5 304,39(8)	100		
212	298(3) ns	8 784,17(8)	100		
214	0,164(2) ms	7 686,92(8)	100		
215	1,780(4) ms	7 386,2(8)	100		
216	0,15(1) s	6 778,4(5)	100		
218	3,05 min	6 002,42(10)	100		
$_{86}$Rn, 219	3,96(1) s	6 819,14(27)	81	6 553,0(10)	11
		6 424,8(10)	8		
220	55,6(1) s	6 288,15(11)	100		
222	3,8235(3) d	5 489,54(34)	100		
$_{88}$Ra, 223	11,434(2) d	5 747,7(4)	9	5 716,29(33)	54
		5 607,5(6)	26	5 539,9(9)	9
224	3,66(4) d	5 685,43(20)	94	5 448,8(2)	6
226	1600(7) a	4 784,39(29)	95	4 601,8(5)	5
$_{90}$Th, 227	18,718(5) d	6 038,07(15)	23	5 977,69(11)	24
		5 756,97(16)	21		
228	1,91313(88) a	5 423,21(22)	73	5 340,42(16)	27
230	7,538(30).10^4 a	4 687,5(15)	76,3	4 621,0(15)	23,4
232	14,05(6).10^9 a	4 012(5)	77	3 953(8)	23

Нуклид, A	Период на полу-разпадане $T_{1/2}$	Енергия на α-частиците, keV	α-част/ разп., %	Енергия на α-частиците, keV	α-част/ разп., %
$_{91}$Pa,	32760(110) a	5 059,0(8)	11	5 029,7(8)	≤ 20
231		5 014,1(8)	25,4	4 951,7(8)	22,8
$_{92}$U, 230	20,8 d	5 888,4(7)	67	5 817,6(7)	32
232	68,9(4) a	5 320,18(14)	69	5 263,42(10)	31
233	1,592(2).10^5 a	4 823,6(12)	84		
234	2,45(2).10^5 a	4 773,8(9)	72	4 721,9(9)	28
235	7,038(5).10^8 a	4 400(2)	62	4 368(3)	18
		4 219(2)	5,7		
236	2,3416(39).10^7 a	4 494(3)	74	4 445(5)	26
238	4,468(3).10^9 a	4 196(4)	77	4 149(5)	23
$_{93}$Np237	2,14(1).10^6 a	4 787(2)	51		
$_{94}$Pu, 236	2,851(8) a	5 767,9(10)	69	5 720,9(10)	31
238	87,74(4) a	5 499,09(24)	72	5 456,4(4)	28
239	24119(26) a	5 155,3(7)	73	5 142,8(8)	15,1
		5 104,5(8)	11,5		
240	6537(10) a	5 168,18(15)	76	5 123,70(27)	24
241	14,4(2) a	4 896,0(15)	83	4 853,0(15)	12
242	3,763(20).10^5 a	4 900(2)	74	4 856(2)	26
$_{95}$Am, 241	432,2(5) a	5 544,2(3)	12,8	5 485,62(12)	85,2
		5 442,86(13)			
243	7380(40) a	5 349,1(10)	10,6	5 275,3(10)	88
		5 233,4(10)			
$_{96}$Cm, 240	27(1) d	6 290,6(6)	72	6 247,8(6)	28
241	32,8(2) d	6 080,7(10)		5 939,1(6)	
		5 926,7(10)		5 884,8(6)	
242	162,8(4) d	6 112,78(9)	74	6 069,49(13)	26
243	28,5(2) a	5 784,5(9)	73	5 741,4(9)	11
244	18,10(2) a	5 804,96(5)	76,7	5 762,835(30)	23,3
245	8500(100) a	5 532,9(10)		5 359,9(10)	91
		5 305,9(10)	6		

Нуклид, A	Период на полуразпадане $T_{1/2}$	Енергия на α-частиците, keV	α-част/разп., %	Енергия на α-частиците, keV	α-част/разп., %
$_{97}$Bk, 249	320(6) d	5 437,2(10) 5 389,8(10)		5 416,7(10)	0,001
$_{98}$Cf, 249	351(2) a	6 193,9(7) 5,760(1)	2 4	5 811,9(10)	84
250	13,08(9) a	6 030,8(6)	85	5 989,1(6)	15
251	898(44) a	5,85	45	5 680,2(10)	55
252	2,638(10) a	6 118,2(5)	84	6 075,6(5)	16
$_{99}$Es, 253	20,47(3) d	6 632,73(5)	89,8	6 591,4(2)	6,6
254	275,7(5) d	6 428,8(15)	93		
$_{100}$Fm, 255	20,07(7) h	7 016(2)	93		

ПРИЛОЖЕНИЕ 4. КАЛИБРОВЪЧНИ РАДИОНУКЛИДИ ЗА γ-СПЕКТРОСКОПИЯ [6, 7, 14,15,16,17]

Нуклидите, чиито символи са набрани с получер шрифт, се препоръчват като "*калибровъчни*" за целите на γ-спектрометрията. Стойностите, набрани с получер шрифт, се препоръчват като *стандартни*. Посочените в кръгли скоби неопределености се отнасят за последните значещи цифри. Те са стандартното отклонение при доверителна вероятност 68 %. Посочени са само линиите с интензитет над 1 %.

След означението на рентгенова линия в кръгли скоби е посочен елементът, който излъчва тази линия.

Легенда:

Нуклид	Период на полуразпадане
Енергия, keV	Добив, %

$^{22}_{11}$**Na**	**2,603(2) y**
511 аних. **1274,542(7)**	179,8 **99,93(2)**
$^{24}_{11}$**Na**	**15,029(3) h**
1368,633(6) **2754,030(14)**	**99,994(2)** **99,87(2)**
$^{40}_{19}$**K**	1,277(8),10^9 y
1460,75(6)	10,67(13)
$^{51}_{24}$**Cr**	**27,702(6)** d
4,94464 $K_{\alpha 2}$ (V) 4,95220 $K_{\alpha 1}$ (V) 5,43 $K'_{\beta 1}$ (V) **320,08419(42)**	6,59(21) 13,1(4) 2,62(9) **9,85(9)**

$^{54}_{25}$**Mn**	**312,16(4)** d
5,405 550(16) $K_{\alpha 2}$ (Cr)	7,43(21)
5,41472 $K_{\alpha 1}$ (Cr)	14,7(4)
5,95 K'_{β}	2,94(10)
834,86(3)	**99,975(1)**
$^{55}_{26}$**Fe**	2,7 y
5,95 Ro	25,7
$^{59}_{26}$**Fe**	44,496(7) d
142,65	1,03
192,34	3,11
1099,22	56,5
1291,56	43,2
$^{56}_{27}$**Co**	78,76(12) d
6,39084 $K_{\alpha 2}$ (Fe)	7,33(21)
6,40384 $K_{\alpha 1}$ (Fe)	14,5(4)
7,06 $K'_{\beta 1}$ (Fe)	2,92(9)
846,772(13)	99,95(2)
977,46(6)	1,425(21)
1037,840(15)	14,03(20)
1175,102(16)	2,28(3)
1238,282(17)	67,0(7)
1360,22(7)	4,29(4)
1771,351(26)	15,51(14)
2015,181(28)	3,03(5)
2034,755(29)	7,78 (12)
2598,458(33)	16,9(3)
3010,20(23)	1,06(3)
3201,962(46)	3,18(10)
3253,416(45)	7,79(25)
3272,990(45)	1,85(6)

$^{57}_{27}$**Co**	**271,5(3)** d
6,39084 $K_{\alpha 2}$ (Fe)	16,5(5)
6,40384 $K_{\alpha 1}$ (Fe)	32,5(8)
7,06 $K'_{\beta 1}$ (Fe)	6,56(20)
14,41302(32)	**9,6(3)**
122,06135(14)	**85,6(4)**
136,47434(30)	**11,1(3)**
$^{58}_{27}$**Co**	70,78(10) d
511	30
810,75	99,45
$^{60}_{27}$**Co**	**5,273(2)** y
1173,238(4)	**99,87(6)**
1332,504(4)	**99,980(9)**
$^{65}_{30}$**Zn**	**243,92(5) d**
8,02783 $K\alpha_2$(Cu)	11,5(3)
8,047 861(24) $K\alpha_1$(Cu)	22,6(5)
8,91 $K'\beta_1$(Cu)	4,61(13)
1115,546(4)	50,75(10)
$^{75}_{34}$**Se**	119,779(4) d
10,50800 $K\alpha_2$(As)	16,1(11)
10,54370 $K\alpha 1$(As)	31,4(20)
11,72 $K'\beta_1$(As)	7,3(5)
66,055(1)	1,1(1)
96,733(2)	3,1(1)
121,115(3)	16,7(2)
136,000(5)	53,9(7)
198,596(7)	1,4(1)
264,651(8)	58(3)
279,528(8)	24,8(3)
303,913(7)	1,3(1)
400,646(9)	11,7(2)

$^{82}_{35}$**Br**	35,30(2) h
221,3	2,3
554,34	70,6
619,1	43,1
698,36	27,9
776,5	83,4
827,79	24,2
1008	1,7
1044	28
1317,43	27
1474,88	16,6
$^{88}_{39}$**Y**	106,61(2) d
1,8 L(Sr)	1,7(6)
14,0979 Kα_2(Sr)	17,4(7)
14,1650 Kα1(Sr)	33,7(13)
15,83 K'β_1(Sr)	9,0(4)
898,042(4)	**93,4(7)**
1836,063(13)	**99,37(2)**
2734,087(30)	**0,62(3)**
$^{93}_{40}$**Zr**, материн на $^{93m}_{41}$Nb няма γ-линии	1,53(10).10^6 y
$^{95}_{40}$**Zr**, материн на $^{95}_{41}$Nb и $^{95m}_{41}$Nb	64,02(4) d
724,18	44,2
756,72	54,8
$^{93m}_{41}$**Nb**, дъщерен на $^{93}_{40}$Zr	13,6(3) y
16,6 Ro	9,2
18,7 Ro	1,64

$^{95m}_{41}$**Nb** дъщерен на $^{95}_{40}$Zr, материн на $^{95}_{41}$Nb	86,6(8) h
16,57 Ro	36,8
18,60 Ro	6,9
235,4	26,1
$^{95}_{41}$**Nb**, дъщерен на $^{95m}_{41}$Nb и $^{95}_{40}$Zr	34,97(3) d
765,82	99
$^{103}_{44}$**Ru**, материн на $^{103m}_{45}$Rh	39,35(5) d
497,08	86,4
$^{106}_{44}$**Ru**, материн на $^{106}_{45}$Rh няма γ-линии	371,63(17) d
$^{103m}_{45}$**Rh**, дъщерен на $^{103}_{44}$Ru няма γ-линии	56,12(1) min
$^{106}_{45}$**Rh**, дъщерен на $^{106}_{44}$Ru	29,80(8) s
511,8	20,6
621,8	9,806
1051,1	1,463
$^{109m}_{47}$**Ag**, дъщерен на $^{109}_{48}$Cd	39,8(2) s
3 L(Ag)	5,3(18)
21,9903 Kα_2(Ag)	9,9(4)
22,163 09(7) Kα_1(Ag)	18,7(7)
24,93 Kβ(Ag)	6,04(24)
88,037(5)	3,6(2)

$^{110m}_{47}$**Ag**, материнен на $^{110}_{47}$Ag	249,85(8) d
446,812(4)	3,67(4)
620,358(3)	2,77(4)
657,761(2)	94,40(10)
677,627(4)	10,57(11)
687,010(4)	6,44(5)
706,680(5)	16,31(15)
744,279(5)	4,65(8)
763,949(5)	22,28(12)
818,032(5)	7,28(5)
884,684(5)	72,8(4)
937,491(5)	34,3(3)
1384,300(4)	24,64(5)
1475,786(5)	4,00(8)
1505,036(5)	13,2(1)
1562,301(6)	1,19(2)
$^{110}_{47}$**Ag**, дъщерен на $^{110m}_{47}$Ag	24,57(23) s
657,760(2)	4,4(3)
$^{109}_{48}$**Cd** материнен на $^{109m}_{47}$Ag, линии на $^{109m}_{47}$Ag	**453(2)** d
3 L(Ag)	5,8(20)
21,9903 Kα$_2$(Ag)	18,6(7)
22,163 09(7) Kα$_1$(Ag)	35,3(12)
24,93 Kβ(Ag)	11,4(5)
88,037(5)	3,79(7)
$^{113m}_{49}$**In**, дъщерен на $^{113m}_{50}$Sn	99,47(7) min
3,29 L(In)	5,8(20)
24,0020 Kα$_2$(In)	6,8(3)
24,2097 Kα$_1$(In)	12,9(5)
27,27 Kβ'$_1$(In) и 27,86 Kβ'$_2$(In)	4,27(19)
391,702(4)	64,9(7)

$^{113}_{50}$**Sn**, материнен на $^{113m}_{49}$In	115,09(4) d
3,29 L(In)	6,7(23)
24,0020 Kα$_2$(In)	20,7(8)
24,2097 Kα$_1$(In)	39,0(14)
27,27 Kβ'$_1$(In) и 27,86 Kβ'$_2$(In)	12,9(5)
$^{131}_{53}$**I**	**8,054(6)**
29,4580 Kα$_2$(Xe)	1,35(5)
29,7790 Kα$_1$(Xe)	2,50(9)
80,183(10)	2,62(5)
284,298(11)	6,05(8)
364,480(11)	81,6(6)
636,973(10)	7,21(8)
722,893(10)	1,803(25)
$^{132}_{53}$**I**, дъщерен на $^{132}_{52}$Te	**2,2846(4)** h
262,70(10)	1,44(9)
505,90(13)	5,03(20)
522,65(9)	16,1(6)
547,10(20)	1,25(9)
621,0(2)	1,58(20)
630,22(9)	13,7(6)
650,60(20)	2,66(20)
667,69(8)	98,70(10)
669,8(3)	4,9(8)
671,6(3)	5,2(4)
727,1(2)	5,4(6)
728,5(4)	1,1(3)
772,61(8)	76,2(18)
780,2(3)	1,23(6)
809,80(20)	2,9(3)
812,20(20)	5,6(5)
876,80(20)	1,08(5)
954,55(9)	18,1(6)
1136,03(12)	2,96(20)

$^{132}_{53}$I, дъщерен на $^{132}_{52}$Te	продължение
1143,40(20)	1,35(4)
1173,20(20)	1,09(10)
1290,7(3)	1,14(6)
1297,6(4)	1,97(10)
1372,07(13)	2,47(10)
1398,57(10)	7,1(3)
1442,56(10)	1,42(6)
1921,08(12)	1,18(9)
2002,30(12)	1,09(10)
$^{134}_{55}$Cs	**2,062(2)** y
475,35(5)	1,47(4)
563,27(5)	8,38(5)
569,30(3)	15,41(11)
604,68(2)	97,56(32)
795,78(2)	85,36(38)
801,86(3)	8,73(4)
1038,53(5)	0,995(5)
1167,89(6)	1,80(3)
1365,17(10)	3,03(4)
$^{137}_{55}$Cs, матерен на $^{137m}_{56}$Ba	**30,18(10)** y
31,8171 $K\alpha_2$(Ba)	2,07(9)
32,1936 $K\alpha_1$(Ba)	3,82(16)
36,4 $K\beta'_1$(Ba)	1,09(8)
661,662(4) от $^{137m}_{56}$Ba	85,3(3)
$^{133}_{56}$Ba	10,73(6) y
4,29 L(Cs)	17,5(5)
30,6251 $K\alpha_2$(Cs)	63,4(12)
30,9728 $K\alpha_1$(Cs)	34,2(12)
35,0 $K\beta$(Cs)	22,8(9)
53,156(5)	2,14(11)
79,623(5)	2,57(7)

$^{133}_{56}$Ba	продължение
80,999(4)	34,0(8)
276,404(7)	7,15(3)
302,858(5)	18,28(8)
356,014(9)	61,9(7)
383,859(9)	8,91(19)
$^{137m}_{56}$Ba, дъщерен на $^{137}_{55}$Cs	2,5513(7) min
4,47 L(Ba)	1,0(3)
31,8171 $K\alpha_2$(Ba)	2,07(9)
32,1936 $K\alpha_1$(Ba)	3,82(16)
36,4 $K\beta_1$(Ba)	1,13(5)
661,662(4)	89,98(24)
$^{140}_{56}$Ba, матерен на $^{140}_{57}$La	12,746(10) d
13,85	1,43
29,96	14,3
33,44 Ro	1,35
162,64	5,07
304,82	3,65
423,69	2,66
437,55	1,55
537,38	19,9
$^{140}_{57}$La, дъщерен на $^{140}_{56}$Ba	40,272(7) h
328,75	18,5
432,55	2,98
487,03	43,0
751,79	4,19
815,80	22,32
867,86	5,36
919,60	2,61
925,25	6,92
1596,20	95,47
2521,83	3,43

$^{141}_{58}$Ce	32,50(1) d
35,55 Ro	4,62
36,03 Ro	8,88
40,70 Ro	2,57
145,45	48,0
$^{144}_{58}$Ce, материн на $^{144}_{59}$Pr	284,9(2) d
35,55 Ro	2,5
36,03 Ro	4,8
40,70 Ro	1,4
80,12	1,6
133,53	10,8
$^{144}_{59}$Pr, дъщерен на $^{144}_{58}$Ce	17,28(5) min
696,49	1,49
$^{152}_{63}$Eu	**13,60(2)** y
5,64 L(Sm)	15,0(19)
39,5224 Kα$_2$(Sm)	20,8(7)
40,1181 Kα$_1$(Sm)	37,7(12)
45,4 Kβ(Sm)	14,6(5)
121,7824(3)	28,2(5)
244,692(2)	7,38(13)
344,275(4)	26,52(29)
411,115(5)	2,21(4)
443,976(5)	3,12(5)
778,903(6)	12,91(14)
867,388(8)	4,16(14)
964,131(9)	14,66(15)
1085,914(13)	10,09(13)
1089,700(15)	1,68(4)
1112,116(17)	13,53(19)
1212,950(12)	1,38(4)
1299,124(12)	1,61(4)
1408,011(14)	20,85(19)

$^{154}_{63}$Eu	8,8(1) y
42,31 Ro	7,3
43,00 Ro	13,1
48,70 Ro	4,2
50,00 Ro	1,0
123,1	40,46
248,04	6,6
591,7	4,6
692,5	1,65
723,3	19,7
756,7	4,1
873,2	11,3
996,3	10,7
1004,8	17,6
1274,8	35,5
1397,8	1,6
1597,3	1,7
$^{155}_{63}$Eu	4,96(1) y
42,31 Ro	6,875
43,00 Ro	12,93
45,30	1,355
48,70 Ro	3,896
60,01	1,211
86,45	32,74
105,31	21,8
$^{169}_{70}$Yb	32,022(8) d
7,18 L™	51(7)
49,7726 Kα$_2$™	52,8(18)
50,7416 Kα$_1$™	93,4(15)
57,5 Kβ'$_1$™	30,2(12)
59,1 Kβ'$_2$(Tm)	8,1(10)
63,12081(4)	43,8(8)
93,61497(7)	2,6(3)
109,77988(6)	17,4(5)

$^{169}_{70}$Yb	продължение
118,18996(20)	1,9(2)
130,52365(8)	11,4(5)
177,21417(9)	21,7(5)
197,95792(9)	35,6(10)
261,07865(12)	1,7(2)
307,73766(13)	10,0(4)
$^{182}_{73}$Ta	115,0(2) d
8,4 L(W)	25(3)
57,9817 $K\alpha_2$(W)	10,4(4)
59,319 23(18) $K\alpha_1$(W)	18,1(6)
67,2 $K\beta'_1$(W)	5,2
69,1 $K\beta'_2$(W)	2,5
Следващите интензитети са относителни *I*(γ=1121 keV) ≡ 1000(3) отн.ед ≡35,1(5 %)	
31,7378(4)	27,5(6)
65,72247(14)	87,5(7)
67,74998(12)	1310(100)
84,6823(8)	71,9(4)
100,10652(7)	404(5)
113,67244(20)	53,4(5)
116,4201(11)	12,6(2)
152,43058(24)	199,5(10)
156,38740(29)	75,9(8)
179,39486(24)	88,2(9)
198,35302(27)	41,9(4)
222,10980(30)	21(2)
229,32197(64)	103,9(8)
264,07542(30)	102,6(8)
927,983(42)	17,3
1001,696(18)	58,7(61)
1113,414(18)	13,2(3)
1121,299(14)	1000(3)
1157,505(15)	29,2(3)

$^{182}_{73}$Ta	продължение
Следващите интензитети са относителни *I*(γ=1121 keV) ≡ 1000(3) отн.ед ≡35,1(5 %)	
1189,051(14)	471(4)
1221,406(16)	778(3)
1231,019(16)	331(2)
1257,421(16)	43,6(4)
1273,735(16)	19,5(2)
1289,158(16)	42,9(4)
$^{192}_{77}$Ir	73,831(8) d
61,4867 $K\alpha_2$(Os)	1,23
63,0005 $K\alpha_1$(Os)	2,28
65,1220 $K\alpha_2$(Pt)	2,70
66,8320 $K\alpha_1$(Pt)	4,90
75,7 $K\beta'_1$(Pt)	1,68
205,79549(68)	3,49
295,9582(8)	30,16
308,4569(8)	31,75
316,5080(8)	87,04
468,0715(13)	51,75
484,57797(41)	3,35
588,5846(17)	4,60
604,4141(16)	8,90
612,4652(18)	5,80
$^{198}_{79}$Au	**2,695(1)** d
10 L(Hg)	1,27(15)
70,8190 $K\alpha_1$(Hg)	1,37(5)
411,80441(15)	95,56(8)

$^{203}_{80}$Hg	46,582(2) d
10,3 L(Tl)	7,2(8)
70,8319 Kα$_2$(Tl)	4,75(25)
72,8715 Kα$_1$(Tl)	8,0(4)
82,5 Kβ'$_1$(Tl)	2,9(2)
279,197(1)	81,55(15)
$^{241}_{95}$Am	**432,1(3)** y
13,9 Lα(Np)	13,3(4)
17,8 Lβ(Np)	19,3(7)
20,8 Lγ(Np)	4,93(21)
26,3450(10)	2,40(10)
59,537(1)	35,8(3)

ПРИЛОЖЕНИЕ 5. ЕСТЕСТВЕНИ РАДИОАКТИВНИ СЕМЕЙСТВА

[14,15,16]

Семейство на ^{232}Th

Нуклид	Период на полуразпадане	Най-силни гама-линии	
		Енергия, keV	Интенз., %
$^{232}_{90}$Th	1,405(10).10^{10} y	12,3 Ro-L(Ra)	8,4(14)
↓ α		59(1)	0,19(3)
$^{228}_{88}$Ra (Ms Th1)	5,75(3) y		
↓ β$^-$			
$^{228}_{89}$Ac(Ms Th2)	6,13 h	99,45	1,36
		129,1	2,93
		209,4	4,55
		270,3	3,77
		328,0	3,36
		338,4	12,0
		409,4	2,23
		463,0	4,64
		755,2	1,10
		772,1	1,62
		794,8	4,84
↓ β$^-$		835,6	1,82
		911,1	29,0
		964,6	5,45
		968,9	17,5
		1459,2	1,04
		1495,8	1,05
		1587,9	3,71
		1603,4	1,95
			др. <1 %

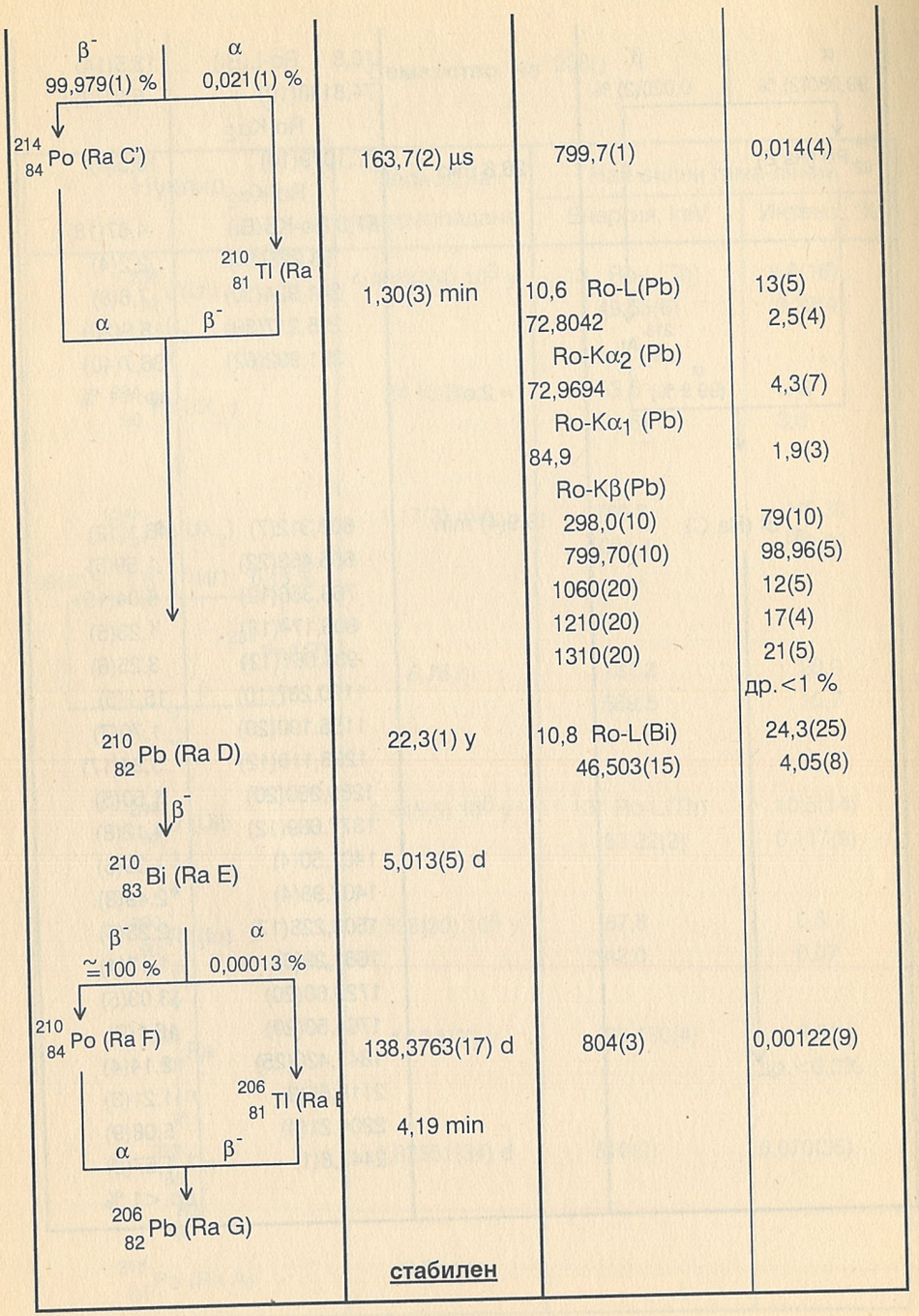
Нуклид	Период на полуразпадане	Най-силни гама-линии	
		Енергия, keV	Интенз., %
$^{228}_{90}$Th(Rd Th)	1,91313(88) y	84,4	1,19
		215,9	0,27
↓ α			др.<0,2%
$^{224}_{88}$Ra(ThX)	3,66(4) d	241,0	3,9
			др.<0,3%
↓ α			
$^{220}_{86}$Rn(Tn)	55,6(1) s	549,7	0,10
↓ α			
$^{216}_{84}$Po(ThA)	0,15(1) s		
↓ α			
$^{212}_{82}$Pb(ThB)	10,64(1) h	74,81 Ro	9,60
		77,11 Ro	17,5
		87,20 Ro	6,3
		89,80 Ro	1,75
		238,6	43,1
↓ β^-		300,1	3,27
			др.<0,6%

Нуклид	Период на полуразпадане	Най-силни гама-линии	
		Енергия, keV	Интенз., %
$^{212}_{83}$Bi(ThC)	60,55(6) min	39,86	1,1
		727,2	11,8
		785,4	2,0
64,0 % β^-		1620,6	2,75
			др.<0,7%
$^{212}_{84}$Po(ThC')	298(3) ns		
$^{208}_{81}$Tl(ThC'')	3,07(2) min	72,80 Ro	2,00
		74,97 Ro	3,50
		84,80 Ro	1,20
		277,4	6,50
		510,7	22,5
α 36,0 % β^-		583,1	86,0
		763,3	1,70
		860,5	12,0
		2614,5	100
$^{208}_{82}$Pb	**Стабилен**		

Семейство на ^{238}U

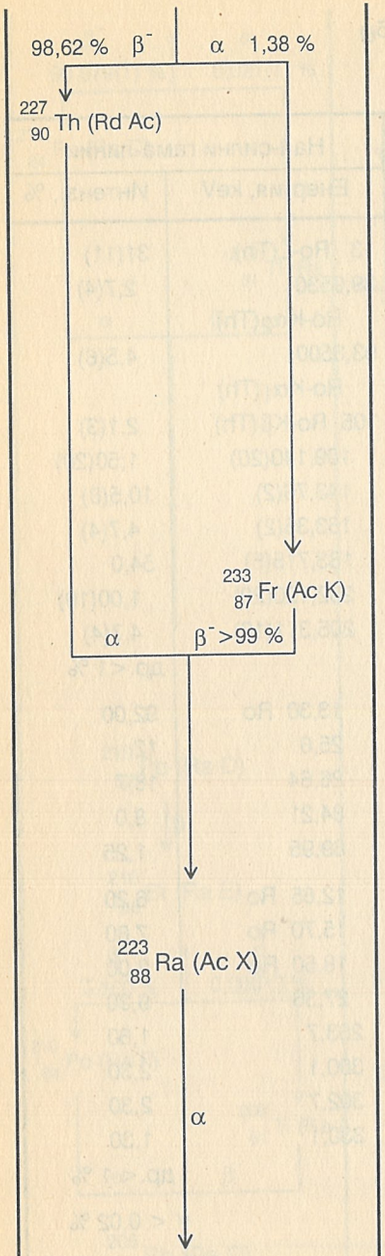
Нуклид	Период на полуразпадане	Най-силни гама-линии	
		Енергия, keV	Интенз., %
$^{238}_{92}U$(UI)	$4,4683(24).10^9$ y	13 Ro-L(Th)	8,8(18)
		49,55(6)	0,32(4)
↓ α			
$^{234}_{90}Th(UX_1)$	24,10(3) d	63,5	5,7
		93,5	3,6
↓ β^-			
$^{234m}_{91}Pa(UX_2)$	1,17(3) min	766,6	0,30
		1001,4	0,60
99,87 % β^- / ИП 0,13 %			
$^{234}_{91}Pa$(UZ)	6,75 h	131,2	20,0
β^-		569,5	10,7
$^{234}_{92}U$ (UII)	$2,445(5).10^5$ y	13 Ro-L(Th)	10,5(14)
		53,22(2)	0,117(9)
↓ α			
$^{230}_{90}Th$ (Io)	$7,538(30).10^4$ y	67,8	0,6
		142,0	0,07
↓ α			
$^{226}_{88}Ra$	**1604(7)** y	186,180(4)	3,3(1)
			др.<0,3%
↓ α			
$^{222}_{86}Rn$	3,82351(34) d	510(2)	0,070(35)
↓ α			
$^{218}_{84}Po$ (Ra A)	3,05 min		

α 99,980(2) % / β^- 0,020(2) %		10,8 Ro-L(Bi)	13,5(14)
		74,8148(10)	6,21(23)
		Ro-$K\alpha_2$	
$^{214}_{82}Pb$ (Ra B)	26,8 min	77,1079(10)	10,5(4)
		Ro-$K\alpha_2$	
		87,3 Ro-Kβ(Bi)	4,67(18)
		53,226(14)	2,2(4)
		241,924(30)	7,6(8)
		295,217(39)	18,9(20)
$^{218}_{85}At$		351,992(62)	36,7(40)
α (99,9 %) / β^-	≈ 2 s		др.<1 %
$^{214}_{83}Bi$ (Ra C)	19,9(4) min	609,312(7)	46,1(12)
		665,453(22)	1,59(5)
		768,356(12)	5,04(15)
		806,174(18)	1,23(5)
		934,061(12)	3,25(6)
		1120,287(10)	15,1(5)
		1155,190(20)	1,70(7)
		1238,110(12)	5,94(17)
		1289,960(20)	1,50(5)
		1377,669(12)	4,12(8)
		1401,50(4)	1,39(6)
		1407,98(4)	2,49(8)
		1509,228(17)	2,23(5)
		1661,28(6)	1,17(4)
		1729,60(20)	3,03(5)
		1764,50(20)	16,1(2)
		1847,420(25)	2,14(4)
		2118,55(3)	1,21(3)
		2204,21(4)	5,08(9)
		2447,8(1)	1,57(2)
			др.<1 %

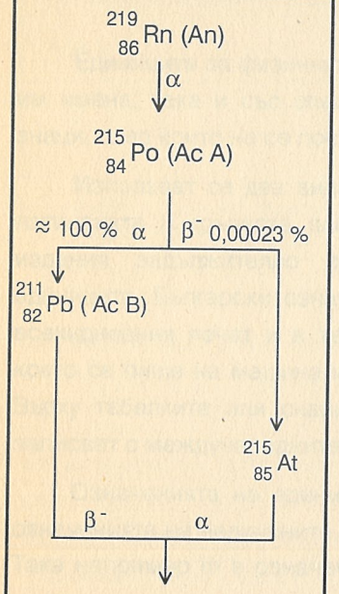


Семейство на ^{235}U

Нуклид	Период на полуразпадане	Най-силни гама-линии	
		Енергия, keV	Интенз., %
$^{235}_{92}U$ (Ac U)	$7{,}038(5).10^8$ y	13 Ro-L(Th)	31(11)
		89,9530	2,7(4)
		Ro-Kα2(Th)	
		93,3500	4,5(6)
		Ro-Kα1(Th)	
		105 Ro-Kβ(Th)	2,1(3)
		109,140(20)	1,50(20)
α		143,76(2)	10,5(8)
		163,35(2)	4,7(4)
		183,715(5)	54,0
		202,120(20)	1,00(10)
		205,311(10)	4,7(4)
			др.<1 %
$^{231}_{90}Th$ (U Y)	25,52(1) h	13,30 Ro	92,00
		25,6	12
β⁻		26,64	18,7
		84,21	8,0
		89,95	1,25
$^{231}_{91}Pa$	32760(110) y	12,65 Ro	6,20
		15,70 Ro	7,80
		18,50 Ro	2,00
		27,36	9,30
α		283,7	1,60
		300,1	2,30
		302,7	2,30
		330,1	1,30
			др.< 1 %
$^{227}_{89}Ac$	21,773(3) y		< 0,02 %
↓			



	18,718(5) d	50,20	8,5
		79,77	2,10
		85,44 Ro	1,58
		88,48 Ro	2,82
		94,00	1,40
		100,00 Ro	1,04
		210,6	1,13
		236,0	11,2
		256,2	6,80
		286,2	1,58
		299,9	2,00
		304,4	1,05
		329,8	2,75
		334,4	1,00
			др.< 1 %
	21,8(4) min	50,80	36,0
		78,95 Ro	4,30
		80,00	10,0
		81,52 Ro	7,60
		85,60	4,60
		88,60	7,40
		92,10 Ro	2,70
		100,1	2,70
		204,8	1,00
		234,6	3,60
			др.<1 %
	11,434(2) d	81,07 Ro	15,0
		83,78 Ro	24,9
		94,70 Ro	8,7
		97,60 Ro	2,60
		122,4	1,19
		144,3	3,24
		154,3	5,58
		269,6	13,6
		324,1	4,0
		338,6	2,88
		445,5	1,5
			др.<0,7%

Нуклид	Период на полуразпадане	Най-силни гама-линии	
		Енергия, keV	Интенз., %
	3,96(1) s	271,2	9,9
		401,8	6,6
	1,780(4) ms		
	36,1(2) min	404,8	3,0
		427,1	1,4
		831,8	2,8
			др.<0,5%
	≈0,1 ms		
	2,14(2) min	72,87	1,20
		351,1	12,2
		404,8	4,1
		426,9	1,90
		831,8	3,30
			др.<0,7%
	0,516(3) s	569,7	0,5
		897,8	0,5
	4,77 min	897,6	0,27
	стабилен		

Забележки: Посочените интензитети са за самия нуклид, а не за матерния родоначалник на семейството.

Стойностите, набрани с получер шрифт, се препоръчват като калибровъчни.

ПРИЛОЖЕНИЕ 6. ОЗНАЧАВАНЕ НА ЕДИНИЦИТЕ

(БДС 3952-79. ДСИ[1] . Единици за физични величини)

Единиците за физичните величини могат да се записват както с пълните им имена, така и със специални кратки означения (символи) – букви или знаци, след които не се поставя точка като знак за съкращение.

Използват се два вида буквени означения: международни – букви от латинската и гръцката азбука, и български. Във всички видове печатни издания задължително се използват международните означения на единиците. Български означения се допускат в издания от общ характер и всекидневния печат и в техническата документация с временен характер, която се пише на машина и няма да се издава като печатно произведение. Върху табелките или скалите на средствата за измерване единиците се записват с международните им символи.

Означенията на единиците се изписват с прави букви за разлика от означенията на величините, които се изписват с наклонени (курсивни) букви. Така например m е означението на единицата **метър**, а *m* – на величината **маса**.

Някои единици носят имената на учени. Тяхното означение е главна буква или започва с главна буква, но името на единицата се пише с малка буква. Например международното и българското означение на единицата **волт** са съответно V и В, а на бекерел – Bq и Бк.

Означенията на единиците обикновено се поставят след числени стойности, като между последната цифра на числото и означението на единицата се оставя интервал, например 50 Sv, 30 %, 100 °C. Разстояние не се оставя, когато означението на единицата е знак, повдигнат над реда, например 20°15'45".

Освен след числени стойности означения на единици могат да се поставят и в заглавия на колони и в поясненията на означенията на величините във формули. Не се допуска обаче означенията на единиците да се поставят

[1]Държавна система за осигуряване на единство на измерванията

на един ред с формулите, които изразяват зависимостите между величините или между представените в буквена форма числени стойности, например:

правилно	неправилно
$m_A = 10^{-3}\,\frac{A}{m}$ където: m_A е специфичната масова активност, Bq/g; A – активността, Bq; m – масата, kg	$m_A = 10^{-3}\,\frac{A}{m}$ Bq/g или $m_A = 10^{-3}\,\frac{A}{m}$ [Bq/g]

Когато означението на единицата е произведение от други единици, те се отделят с точка като знак за умножение, например C.m (кулон-метър) или Pa.s (паскал-секунда). Когато няма опасност от допускане на грешка, точката може да се изпусне, но между единиците се оставя разстояние.

Производни единици, които представляват отношение на единици, се означават, като се използва една хоризонтална или наведена дробна черта или като се представят във вид на произведение на означенията на единиците, повдигнати на положителна или отрицателна степен. Едновременното използване на дробна черта и отрицателна степен не се допуска. Когато се използва наведена дробна черта, числителят и знаменателят се поставят на един ред, а ако знаменателят е произведение от няколко единици, той се огражда в скоби, например:

правилно	неправилно
$\frac{J}{mol.K}$, J/(mol.K) , $J.mol^{-1}.K^{-1}$	J/mol/K, J/mol.K, $\frac{J}{\frac{mol}{K}}$, $J.mol^{-1}/K$

За да се работи с удобни числени стойности, в SI са въведени десетични кратни измерителни единици – образуват се чрез умножение на основните или производните единици с цяла положителна или отрицателна степен на числото 10. За образуване на имената и означенията на десетичните кратни

единици от SI се използват утвърдените от Генералната конференция по мерки и теглилки специални представки, посочени в таблицата по-долу.

Представки за образуване на десетични кратни единици

Множител	Представка: Име	Представка: Означение: международно	Представка: Означение: българско	Множител	Представка: Име	Представка: Означение: международно	Представка: Означение: българско
10^{18}	екса	E	Е	10^{-1}	деци	d	д
10^{15}	пета	P	П	10^{-2}	санти	c	с
10^{12}	тера	T	Т	10^{-3}	мили	m	м
10^{9}	гига	G	Г	10^{-6}	микро	μ	мк
10^{6}	мега	M	М	10^{-9}	нано	n	н
10^{3}	кило	k	к	10^{-12}	пико	p	п
10^{2}	хекто	h	х	10^{-15}	фемто	f	ф
10	дека	da	да	10^{-18}	ато	a	а

При използването на десетичните кратни единици трябва да се имат предвид следните изисквания:

- представките не трябва да се използват самостоятелно – например неправилно е да се пише M/m^3 (мега на кубичен метър) вместо $10^6/m^3$ или $10^6.m^{-3}$;
- представките и техните означения се присъединяват към съответните единици или означенията им, без да се оставя разстояние между тях;
- към една единица не трябва да се поставя повече от една представка – например не трябва да се пише милимикрометър (mμm) или микромикрофарад (μμF), а съответно нанометър (nm) и пикофарад (pF);
- тъй като единицата за маса килограм съдържа в името си представката кило, нейните кратни единици се образуват, като съответната

представка се присъединява към единицата грам (10^{-3} kg), например милиграм (10^{-6} kg), микрограм (10^{-9} kg) или мегаграм (10^{3} kg);

♦ когато единицата представлява произведение или отношение на единици, представката се присъединява към първата единица, влизаща в произведението или отношението – например правилно е килонютон-секунда (kN.s) или килопаскал-секунда на метър (kPa.s/m), а не нютон-килосекунда (N.ks) или паскал-килосекунда на метър (Pa.ks/m). В обосновани случаи, когато единиците, образувани по този начин, не са удобни за практиката, това правило може да не се спази – например използват се единиците тон-километър (t.km), волт на сантиметър (V/cm), ампер на квадратен милиметър (A/mm^2) – с представка във втория множител или в знаменателя;

♦ когато кратната единица е получена от единици, повдигнати на степен, степенният показател в означението й се отнася към цялата единица, взета с представката, а не само към изходната единица, например 0,2 cm^{-1} = 0,2 . $(10^{-2}\ m)^{-1}$ = 0,2 . $10^{2}\ m^{-1}$ = 20 m^{-1} ;

♦ десетичните кратни единици се избират така, че да се получат числени стойности, удобни за практиката – за предпочитане в интервала от 0,1 до 1000. В БДС 3952-79 са посочени препоръчваните кратни единици за голям брой физични величини;

♦ за да се избегне допускането на грешки в резултат на некохерентността (наличието на коефициенти, различни от единица) на кратните единици, препоръчва се в процеса на изчисленията величините да се изразяват в единиците от SI, като представките се заменят със съответните множители – степени на числото 10, а крайният резултат да се представя в кратни единици.

Въпреки че единиците от SI обхващат всички области на науката и практиката, за някои физични величини се използват и извънсистемни единици. Някои от тях са широко разпространени и много удобни, поради което е нецелесъобразно да бъдат изоставени или заменени с единици от SI. Част от тези единици се допуска да бъдат използвани неограничено време във всички области на науката и практиката наравно с единиците от SI, други се допускат само в специални области, а трети временно.

Някои от тези единици, които се използват често в метрологията на ядрените лъчения са за:

Време – минута (min, мин; 1 min = 60 s);

час (h, ч; 1 h = 3600 s);

денонощие (d, д; 1 d = 86 400 s);

година (a, год; 1 a = 365,242200 d = 31 556 926 s);

Обем, вместимост – литър (l, л; 1 l = $10^{-3}\ m^3$ и

десетични кратни единици: hl, dl, cl, ml);

Температура, температурна разлика –

градус Целзий (°C; 1 °C = 1 K);

Относителни единици – процент ($^0/_0$), промил ($^0/_{00}$), милионна част (ppm, млн$^{-1}$), билионна част(ppb, блн$^{-1}$);

Маса (само в атомната физика) –

атомна единица за маса (u, а.е.м.; 1 u = 1,660.10^{-27} kg прибл.);

Енергия (само във физиката) –

електронволт (eV, eB; 1 eV = 1,602.10^{-19} J прибл.);

РЕЧНИК - Предметен указател

Абсолютна ефективност (Absolute Efficiency) - вж. *ефективност.*

Абсорбер - вж. *поглътител.*

Активация (**Activation**). Всички ядрени реакции, вкл. и залавяне на неутрони, водещи до образуването на *радионуклиди.* Ако F е *потокът частици*, σ - *ефективното сечение* и λ - константата на разпадане, възбудената *активност* е: $A = \sigma F N (1 - \exp\{-\lambda t\})$, където t е времето от началото на облъчване, а N – броят облъчвани атоми.

Активна защита (**Active Shielding**) **[**472 и сл.**]**. Намаляване на *фона* на детектиращата система, постигащо се с помощта на *електроника*, съдържаща *схеми на съвпадение* или *антисъвпадение* между няколко *детектора* и схема, отсяваща фонови импулси по зададена логика.

Активност (на радиоактивен източник) **(*A*, Activity) [**27, 171, 172**].** Отношението на dN и dt, където dN е средният брой спонтанни ядрени превръщания (разпадания) в източника в малък интервал от време dt:

$A = \mathrm{d}N/\mathrm{d}t$. Терминът "ядрено превръщане" означава спонтанно изменение на нуклид или изомерен преход. Активността е основна характеристика на радиоактивния източник.

***Специфична а.* (*а, масова а.*) [**27, 172, 172**].** *Активността*, разделена на масата на радиоактивния източник. Изразява се в Bq/kg и десетичните им кратни.

***Обемна активност* (c_D, *концентрация на а.*).** *Активността*, разделена на обема на *радиоактивния източник.* Изразява се в Bq/m^3 и десетичните им кратни. Допустимо е използването и на Bq/l.

Алфа-разпадане (**α-разпадане, Alpha Decay, α-decay**) **[**145 и сл., 159, 168**]**. Спонтанно освобождаване на ядрото от енергията на възбуждане чрез излъчването на *алфа-частица.*

Алфа-частица (**α-particle**) **[**145 и сл., 189, 195, 244, 245, 257, 259, 271, 272, 281, 300, 309, 335, 343, 392**]**. Ядрото ^{4}He, излъчвано при *радиоактивно разпадане.* Има много голяма йонизираща способност и поради това къс пробег във веществото.

Ангстрьом (Å, Engström [unit]). Извънсистемна единица за дължина (използването ѝ не се допуска). 1 Å = 10^{-10} m.

Аналогово-цифров преобразовател (АЦП, аналогово-цифров конвертор, Analog-to-Digital Converter, ADC) [377, 398 и сл., 499**]**. Електронно устройство, което изработва цифров код, пропорционален на амплитудата на постъпил на входа му *импулс.* Основни характеристики са броят на каналите (ADC Conversion Gain), в които се разпределят импулсите, времето за обработване на един импулс, линейността.

Анихилация (**annihilation**) – вж. *раждане на двойка* e^-e^+.

Апаратурен спектър [207, 397, 415 и сл., 466**].** Регистрираното от апаратурата амплитудно разпределение на *импулсите*, породени в детектора от лъчение с определен *истински спектър.* Между истнинския и апаратурния спектър има много малко общо.

Атомен номер (в периодичната система) **Z.** Броят на протоните в едно атомно ядро.

Атомна маса (m_a, Atomic mass) [26**].** Масата на покой на неутрален атом в основно състояние.

Атомна единица за маса (Atomic weight unit, awu) – вж. *Унифицирана атомна единица за маса.*

Барн (**barn**) – извънсистемна единица за ефективно сечение,

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2.$$

Бекерел (Бк, **Becquerel**, Bq)**.** Единица за активност, равна на 1 разпадане в секунда; 1 Bq = $2{,}7.10^{-11}$ Ci.

Бета-[радиоактивно] разпадане (**β-разпадане, Beta Decay, β-decay**) **[**24, 150 и сл., 159, 168**]**. Спонтанно освобождаване на ядрото от енергията на възбуждане чрез излъчването на *бета-частица.*

Бета-частица (**β-particle**) **[**24, 150 и сл., 165, 189, 195, 216, 225, 246, 257, 259, 271, 272, 300, 335, 346**]**. Положително (позитрон) или отрицателно (електрон) заредена частица, която се излъчва при разпадането на радиоактивни ядра заедно с неутрино. β-частиците имат непрекъснат енергиен спектър до

максимална (гранична) енергия E_{max} поради разпределяне на енергията на прехода между бета-частицата и неутриното.

Бързи неутрони (**Fast neutrons**) [49, 192, 238, 249, 258, 303, 335, 343, 454, 461, 462]. Неутрони с голяма кинетична енергия (от няколко keV до няколко MeV). Те пораждат различни ядрени реакции, увеличаващи γ-фона.

Вероятност за излъчване на разпадане (добив, квантов добив, Emission probability per decay, yield, abundance) [43, 148, 159, 493]. Вероятността радиоактивното разпадане на едно ядро да се последва от излъчването на определено лъчение. Вероятността на излъчване (на α- или β-частици, γ-кванти и др.) най-често се изразява в % (за 100 разпадания.

Вероятност за преход (Transition probability) – вж. *Период на полуразпадане.*

Вето-защита [474 и сл.]. *Активна защита*, при която *пасивната* оловна защита е обградена със защитни броячи, регистриращи *космичното лъчение.* С помощта на *схема на антисъвпадения* не се регистрират импулсите от основния (най-често спектрометричен) детектор, които по време съвпадат с импулси от защитните броячи.

Вътрешен преход (**Internal transition, IT**) – вж. *изомерно ниво*

Вътрешна конверсия (**internal conversion, IC**) [45, 49, 160 и сл., 248]. Конкуриращ излъчването на γ-квант ефект, при който ядрото предава енергията си на възбуждане на един атомен електрон. Тя винаги се съпровожда от *характеристично Ro-лъчение* на дъщерното ядро.

Вътрешни конверсионни електрони – вж. *Конверсионен електрон.*

Вътрешно покритие (**lining**) [462 и сл., 469]. Специален поглътител, поставен между оловната защита и детектора за намаляване на *характеристичното Ro-лъчение* от оловото.

Гайгер-Мюлеров брояч (GM tube) [91, 96, 232, 262 и сл.]. Газонапълнен *детектор* с голям коефициент на газово усилване, поради което големината на *импусите* им не зависи от енергията, която *йонизиращата частица* .

Гама-излъчване на ядрата (γ-излъчване, Gamma Decay, γ-decay) [42, 158 и сл.]. Спонтанно освобождаване на ядрото от енергията на възбуждане чрез *гама-лъчение.* Терминът "гама-разпадане" не е точен, тъй като излъчващият *радионуклид* не се променя.

Гама-лъчение (Gamma-radiation) [28, 40, 158 и сл., 165, 205, 247, 259, 271, 280, 310, 312 и сл., 335, 343, 346,]. Електромагнитно лъчение с прекъснат енергиен спектър, възникващо при изменение на енергийното състояние на атомните ядра или при *анихилация* на частици.

Гама-спектрометрия (спектроскопия, **gamma ray spectrometry, spectroscopy**) [158, 165, 335, 376, 408, 413 и сл., 496 и сл.]. Инструментално регистриране на *γ-квантите*, включващо измерване на енергията и *плътността на потока* им, водещо до определяне на излъчващия *радионуклид* и *активността* му, изразена в разпадания в секунда (Bq).

Гаусово (нормално) разпределение (Gauss (normal) distribution) [81, 98, 117, 378, 423, 482]. Разпределение, на което почти винаги се подчиняват *неопределеностите* на измерванията. В частния случай на броене на *импулси* от *радиоактивно разпадане* (в следствие на статистическия му характер) N отчетени импулси имат неопределеност (*средноквадратично отклонение*) $\sqrt{N}$.

Геометрична ефективност – вж. *Ефективност.*

Геометрия на измерване [181, 218, 223]. Избраните форма и размери на *радиоактивния източник* и разположението му спрямо избрания *детектор*, при които се провеждат измерванията.

Грей (**Gray**, **Gy**). Единица за погълнатата доза, изразена в J/kg (система СИ); 1 Gy = 100 rad (rad е стара извънсистемна единица за погълнатата доза, чието използване не се допуска).

Грешка на измерване (error) [34, 63]. Не се допуска употребата на термина. Вж. *Комбинирана неопределеност*, *Обща неопределеност.*

Дебелина на полуотслабване – вж. *Слой на полуотслабване.*

Делене на ядрата (Fission) [183, 195, 238]. Способността на някои ядра на тежки елементи (уран, торий и др.) да се разцепват на две приблизително еднакви парчета спонтанно или под действието на неутрон, проникнал

в ядрото. Продуктите на делене са нуклиди от средата на периодичната система и обикновено са радиоактивни. Различават се *спонтанно делене* (с много голям период на полуразпадане) и *принудено делене* (обикновено чрез поглъщане на неутрон, при което се осъществява верижна реакция с отделяне на голямо количество топлина в ядрените реактори.

Детектор (Detector) [181, 194, 197, 226 и сл., 379]. Прибор за откриване на *йонизиращо лъчение* и/или измерване на характеристиките му. Използва се изменението на някои макропараметри на работното вещество на детектора (топлина, цвят, химични промени или промени в структурата, възникване на електрически заряди в следствие на йонизация). Тук се ограничаваме само с последния тип детектори, които изработват на изхода си електричен сигнал (*импулс*), но и много от другите типове детектори имат широко приложение и богати възможности при откриване и измерване на йонизиращите лъчения.

Директно йонизираща частица (Directly ionizing particle) [28, 213]. Електрически заредена часица (*електрон*, *протон*, *алфа-частица* и др.), която притежава достатъчна кинетична енергия за йонизация чрез удар.

Добив – вж. *Вероятност за излъчване на разпадане.*

"Добра" геометрия на измерване (Good geometry) [218, 223]. *Геометрия на измерване*, при която се регистрират само излетели от източника частици, достигнали до *детектора* без взаимодействие с веществото, през което преминават, и не се регистрират взаимодействали частици и/или продукти от тяхното взаимодействие. Добрата геометрия обикновено се реализира в условията на тесен сноп лъчение. Може да се използва и отбор по енергия, така че да не се регистрират частици, които след разсейването си достигат до детектора, но с променена енергия.

Доверително ниво (**confidence level**) [60, 81, 82, 100]. Вероятността истинската стойност P_0 на един параметър да се намира в интервала

$p - \sigma_p \le P_0 \le p + \sigma_p$ (двустранен интервал);

$p - \sigma_p \le P_0$ или $P_0 \le p + \sigma_p$ (едностранен интервал),

където p е измерената стойност със средноквадратично отклонение σ. Доверителното ниво при различни стойности на σ_p е показано в следната таблица:

Доверително ниво	Едностранен интервал σ_p	Двустранен интервал σ_p
68 %	0,47 σ	1 σ
90 %	1, 28 σ	1,64 σ
95 %	1,64 σ	1,96 σ
99 %	2,33 σ	2,58 σ

Долна граница на детектиране (**Lower Limit of Detection, LLD**) [414, 479 и сл., 511]. Минималният брой импулси, които трябва да бъдат регистрирани в избрана част от спектъра, за да може да се отдели линия с определено *доверително ниво* (напр. 95 %) над *фоновите импулси* под линията, регистрирани едновременно с нея.

Доплерово разширение (**Doppler broadening**) [57]. Разширяване на γ-линия, излъчена от радионуклиди, които се движат.

Електрон (e, e^-, Electron) [151]. Стабилна елементарна частица с електричен заряд, приет за единица отрицателно количество електричество (1 e ≈ 1,602.10^{-19} C), маса $m_e \approx 9{,}1.10^{-31}$ kg ≈ 1/1823 u ≈ 511 keV. Образувайки електронните обвивки на атомите, електронът е основна структурна единица на материята. Електрони се раждат и при *радиоактивно превръщане* на ядрата (*бета-разпадане*). Електронът е идентичен с β^--*частицата*. Последният термин се използва за да се подчертае характерният непрекъснат енергиен спектър на електроните, родени при бета-разпадането.

Електронволт (eV). Извънсистемна единица за енергия, която се допуска за неограничено използване в атомната и ядрената физика.

$$1\ \text{eV} = 1{,}602\ 177\ 33(49).10^{-19}\ \text{J}.$$

Използват се и кратните единици килоелектронволт 1 keV = 10^3 eV и мегаелектронволт 1 MeV = 10^6 eV.

Електронно залавяне (ЕЗ, **electron capture**, EC) [153, 167]. Ядрено превръщане чрез залавяне от ядрото на един електрон от атомната обвивка (най-често от *K*-слоя – *K*-залавяне) и излъчване на неутрино. Резултатът от ЕЗ е подобен на β^+-разпадането и двата процеса ~~често~~ се ~~съпътстват~~. ЕЗ е единственото възможно ядрено превръщане за неутронно-дефицитните

радионуклиди, ако разликата в масите между матерния и дъщерния нуклид е по-малка от 1022 keV.

Енергиен еквивалент на масата в покой (Енергия в покой) [26, 144]. Величината $E = mc^2$, където m е масата в покой на частицата, а c – скоростта на светлината във вакуум.

Енергиен поток (F_E, Energy flux). Отношението на $dE_п$ и dt, където $dE_п$ е сумата от енергиите (без енергиите на покой) на всички частици, които преминават през дадена повърхност в интервала от време dt: $F_E = dE_п/dt$.

Енергиен пренос (Ψ, енергиен флюенс, Energy fluence). Отношението на $dE_п$ и da, където $dE_п$ е сумата от енергиите (без енергиите на покой) на всички частици, които влизат в сфера с лице на големия кръг da:

$$\Psi = dE_п/da.$$

Енергия в покой. Вж. *Енергиен еквивалент на масата в покой.*

Естествен радионуклид (**natural radio-isotope**) [451, 460] . Радиоактивен нуклид, намиращ се в природата независимо от човешката дейност. Неговият матерен нуклид има или много дълъг период на полуразпадане, така че не се е разпаднал забележимо от началото на Вселената, или е радионуклид, получаващ се от космичните лъчи (космогенен радионуклид), напр. като ^{14}C, получаващ се в реакцията $^{14}N(n,p)^{14}C$.

Естествена радиоактивност [177]. Радиоактивността на околната среда, дължаща се на *естествени радиониклиди*. Вж. и *Природна радиоактивност.*

Ефективно сечение – вж. *Сечение за взаимодействие.*

Ефективност (Efficiency, Detection efficiency) [91, 256, 271, 306, 312, 319]. Широко използвано понятие, често съпроводено с допълнителни епитети и неоднозначни определения. Тук са обяснени най-често (по субективното мнение на автора) използваните определения. Най-общо

$$\varepsilon = \frac{\text{брой регистрирани импулси}}{\text{брой частици}}$$

(подразбира се за единица време или еднакво време). В БДС под "ефективност" се разбира горното определение, отнесено за единица площ на *детектора*; за целия детектор се използва "чувствителност". При регистрирането на *йонизиращи лъчения* обикновено "ефективност" се отнася

за целия детектор, а "чувствителност" се използва за характеризиране на *минималната детектируема активност.*

В зависимост от това, какво се разбира под "брой регистрирани импулси" и под "брой частици" се използват следните определения:

Абсолютна е. **(Absolute E.)** [306]. Броят регистрирани импулси към броя излъчени от източника частици. Трябва да се прави разлика между броя частици, родени в източника, и броят напуснали повърхността на източника частици – отчитане на самопоглъщането в източника. А. е. силно зависи от *геометрията на измерване.*

Собствена е. **(Intrinsic E.)** [306]. Броят регистрирани импулси към броя частици, попаднали върху детектора. Собствената е. е равна на произведението на *абсолютната е.* и *геометричната* е. Може да се подразбира и собствена (фото) ефективност, ако се използват само *импулсите* в *линията на пълно поглъщане на енергията.* С. е., макар и слабо, също зависи от *геометрията на измерване*, тъй като при различни разстояния между *източника* и *детектора* частиците изминават различни пътища в детектора.

Пълна е. **(Full e.)** [440]. Броят на всички регистрирани импулси (над даден праг за отстраняване на *шумовете*) към броя частици. Често се използва в смисъла на *абсолютна е.* или *собствена е.*

Фотоефективност **(*Е. за пълно поглъщане на енергията, Photo-e.*)** [440, 504] – (само при *гама-спектроскопия*). Броят импулси, регистрирани в *линията на пълно поглъщане на енергията*, към броя фотони, излъчени от източника (по-рядко към броя фотони, попаднали върху детектора). Понякога под "ефективност" се разбира по-тесния смисъл на "фотоефективност". Ф.е. зависи от *детектора*, *геометрията на измерване* и от вероятността γ-квант, попаднал в детектора, да му предаде цялата си енергия, както и от размерите и химичния състав на източника (ако е обемен, *самопоглъщането* в него зависи от *сечението за отслабване* на γ-квантите).

Геометрична е. [306]. Отношението на броя частици, излъчени от източника, към броя частици, попаднали върху детектора (синоним на пространствен ъгъл).

Относителна ефективност [за регистриране на линията на пълно поглъщане на енергията – фотопика] **(*Relative full-energy-peak efficiency*)** [312-313]. Само за полупроводникови Ge(Li) или HPGe детектори. Отношение-

то на *чистата площ* на *фотопика* от точков ^{60}Co *източник* (γ-линията с енергия 1332 keV), измерена с Ge-детектор и същата величина, измерена със сцинтилационен детектор с кристал NaI(Tl) с ∅ 76x76 mm (3x3") при разстояние 25 cm между източника и детектора: $\varepsilon_r = 0{,}883.10^3 \cdot \frac{n(1332)}{R(1332)}$, където ε_r е относителната ефективност, $n(1332)$ – измерената чиста скорост на броене в линията на пълно поглъщане на енергията, $R(1332)$ – скоростта на излъчване на γ-*кванти* с енергия 1332 keV от източника. Константата $0{,}883.10^3$ е реципрочната стойност на *фотоефективността* на 3x3" NaI(Tl) детектор (приет за стандартен) при тази енергия и разстояние.

За избягване на различни тълкувания е добре да се използват по два епитета, напр. *Абсолютна пълна е.*, *Абсолютна фото-е.*, *Собствена пълна е.*, *Собствена фото-е.* Някои автори с или без горните епитети разбират и други определения.

Ефективност за пълно поглъщане на енергията (фотоефективност, full energy efficiency) – вж. *ефективност.*

Живо време (Live time) [96, 400]. Времето, през което регистриращата система е способна да обработва постъпил *импулс.* Реалното време е сума от живото и *мъртвото време.*

Застъпващи се импулси – вж. *Случайно сумиране на импулси.*

Защитен детектор [472, 475]. *Детектор* или система детектори, които обграждат *основния* (най-често спектрометричен) детектор, осигуряващи *активната му защита* от *фоново лъчение.*

Идентификация на радионуклидите [410 и сл.]. Процедура за определяне на *радиониклида*, чието лъчение е регистрирано. Обикновено при *гама-спектроскопията* се разчита главно на енергията на фотоните, определена по мястото на *линията на пълно поглъщане на енергията* (след съответна калибровка). Поради големия брой гама-линии е възможно допускането на груби грешки, като линията на един нуклид се приписва на друг. За намаляване на вероятността на такива грешки е необходимо привличането на допълнителна информация за *квантовия добив*, съгласуване

на данните (ако даден радионуклид има няколко линии, определените *активности* по отделни линии трябва да са приблизително равни в границите на оценените *неопределености*), да се използва и информация за произхода на пробата (какви нуклиди биха могли да се очакват в нея), данни за *перода на полуразпадане* и др.

Изкуствени радионуклиди (**artifical radio-nuclides**) [453, 488]. Радиоизотопи, получавани в резултат на човешката дейност чрез ядрени реакции, като делене, откъсване, неутронно залавяне и различни реакции със заредени частици.

Изобар (Isobar, nuclear isobar, nucleonic isobar). Ядра с еднакво *масово число* и различен *атомен номер.*

Изомер (Isomer). Радионуклид в *изомерно ниво.*

Изомерно ниво (**isomeric level**) [158, 168, 177]. Възбудено ядрено ниво, което има измеримо време на живот. То може да се разпадне чрез вътрешен преход IT с излъчване на γ-квант; чрез *вътрешна конверсия* IC с излъчване на *конверсионен електрон*; чрез излъчване на частица или чрез комбинация на няколко различни типа разпадане. Ако всеки от тях има собствена вероятност за преход λ_1 , λ_2 ,.., λ_n , общата вероятност за разпадане

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + ... + \lambda_n .$$

Изотони (Isotone). Нуклиди с еднакви стойности на броя на неутроните в едно атомно ядро.

Изотопи (Isotope). Нуклиди с еднакви стойности на *атомния номер.*

Източник (Source) [172]. Почти навсякъде тук се използва в смисъл на *радиоактивен източник.*

Индиректно йонизираща частица (Indirectly ionizing particle) [28, 215 и сл., 232, 238]. Електрически незаредена частица (фотон, неутрон и др.), която при взаимодействие с атомите на веществото предизвиква получването на *директно йонизиращи частици* или причинява *ядрено превръщане.*

Импулс [232, 366, 393, 449]. Подразбираме електрически аналогов импулс, произведен от *детектор* при попадане на *директно* или *индиректно йонизираща частица.* Амплитудата му е пропорционална на кинетичната енергия, която частицата е оставила в детектора (това не винаги е цялата

кинетична енергия на частицата). При преминаването си през аналоговата част на електронната апаратура (*предусилвател* и *усилвател-формировател*) пропорционалността между оставената енергия и амплитудата на импулса се запазва. Анализаторът изработва цифрови импулси със стандартизирана амплитуда и продължителност. Интегралният дискриминатор (дискриминатор) и диференциалният дискриминатор (едноканален анализатор) изработват цифров импулс, ако входният импулс е с амплитуда над прага (в първия случай) или в границите на прозореца на едноканалния анализатор – вече наличието на импулс е мярка за оставената енергия. *Амплитудно-цифровият преобразувател* (*многоканалният анализатор*) изработва серия цифрови (тактови) импулси, чийто брой е мярка за оставената от частицата енергия.

Освен с амплитуда, аналоговият импулс се характеризира и с други параметри, напр. скорост на нарастване (преден фронт) или на спадане (заден фронт), в които също се съдържа полезна информация за вида на частицата, мястото на попадане в детектора и др., които тук не се обсъждат.

Интензитет на лъчението – вж. *Мощност на енергийния пренос.*

Истински спектър [415]. Енергийното разпределие на частиците, изпускани от *радионуклидите*. Това разпределение се деформира от взаимодействието на излъчената частица с електричния заряд на излъчващото ядро (при β-*частиците*), във веществото на източника или през което преминават, както и при взаимодействието им с *детектора*. Освен промяна на енергията и посоката им е възможно и появяването на вторично лъчение, най-често *характеристично Ro-лъчение*, *спирачно лъчение* и фото- или Комптънови електрони.

Истински съвпадения (Cascade summing, Coincidence Summing) [438 и сл., 474, 505, 513, 514 и сл.]. Едновременното регистриране в един *детектор* на две или повече частици, родени при *радиоактивното разпадане* на едно ядро (наличие на генетична връзка между тях). В резултат се регистрира един *импулс* с амплитуда, равна на сумата от амплитудите на импулсите от отделните частици, ако бяха регистрирани поотделно.

Йонизационни загуби [183, 195]. Загубите на енергия на *директно йонизираща частица* при удари с атоми на веществото, през което преминава. В резултат атомите се йонизират или възбуждат.

Йонизационни камери [58, 232, 239 и сл.]. Газонапълнени *детектори* на *йонизиращи лъчения*, при които се събират първичните йони – не се допуска вторична йонизация.

Йонизираща способност – вж. *Пълна линейна спирачна способност.*

Йонизиращо лъчение (Ionizing radiation) [28]. Лъчение, състоящо се от *директно* и/или *индиректно йонизиращи частици.*

Калибровка (Calibration) [256, 409, 414, 502, 504 и сл.]. Определяне на стойността, която преобразува измереното число в желана физична величина. Например амплитудата на *импулса* (изразена в номер на канала, в който е регистриран) в енергия на фотона или броя регистрирани импулси за секунда в *активност.*

Каскадни преходи (Cascade transitions) [45, 160, 438-439, 474, 513]. *Гама-кванти* от *радиоактивното разпадане* на едно ядро, които се излъчват последователно за време, по-малко от *разрешаващото време* на спектрометъра.

Квантов добив – вж. *Вероятност за излъчване на разпадане.*

Коефициент на вътрешна конверсия (α, [Internal] conversion coefficient, conversion ratio, conversion fraction) [45, 162]. Отношението на броя вътрешни *конверсионни електрони* и броя *гама-кванти*, излъчени от атома при определен енергиен преход. Използва се и величината $\alpha/(\alpha + 1)$, която се нарича **вътрешна конверсионна част (фракция)** и е отношението на броя вътрешни конверсионни електрони и всички разпадания при определен енергиен преход, но често разграничаването ѝ от α не е достатъчно прецизно.

Коефициент на отслабване (μ, Attenuation coefficient) [186, 201, 212, 219 и сл.]. На дадено вещество за *индиректно йонизиращи частици* с определена енергия коефициентът на отслабване е отношението на dN/N и dl, където dN/N е относителният дял частици, които са претърпяли взаимодействия (или вероятността за взаимодействие на една частица) при преминаване на разстояние dl. Под взаимодействия се разбират процесите, в резултат на които се променя енергията и/или посоката на разпространение на частиците (да бъдат изведени от снопа; не е

задължително да се погълнат). За фотонно лъчение $\mu = \tau + \sigma + \kappa$, където τ е коефициентът на отслабване за фотоелектрично взаимодействие, σ – коефициентът на отслабване за Комптъново взаимодействие, κ – коефициентът на отслабване за образуване на двойка електрон-позитрон.

Линеен коефициент на отслабване **(μ, μ_l) [186].** Коефициентът на отслабване, ако разстоянието е изразено в линейни единици. Обикновено се изразява в cm^{-1}.

Масов коефициент на отслабване **(μ_m, μ/ρ, *Mass attenuation coefficient*) [186].** Коефициентът на отслабване, ако разстоянието е изразено в масови единици $\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho N} \cdot \frac{dN}{dl}$, където ρ е плътността на средата. Обикновено се изразява в cm^2/g.

Комбинирана неопределеност (Combined uncertainty) [29, 47, 52, 60, 63, 120, 131, 132, 220, 410, 414, 469, 503, 505]. Термин, препоръчан от Международното бюро за мерки и теглилки вместо термина "*грешка*, error" във всичките й определения. Тя се получава от комбинирането на неопределеностите тип **A** и тип **B** с използването на стандартни статистически методи. Неопределеностите тип **A** се оценяват чрез прилагането на статистически методи към серия от повторими измервания и се характеризират със *средноквадратично* (*стандартно*) *отклонение*. Неопределеностите тип B се присвояват на величини, чиито отклонения не могат да се наблюдават пряко. Стойностите им се оценяват от друга информация като приближение на съответните "средноквадратични отклонения", при предположението, че те съществуват. Те се комбинират като че ли всичките са средноквадратични отклонения. Комбинираната неопределеност съответства на доверително ниво 68 % (1 σ).

Комптънов край (ръб, **Compton Edge**) **[203, 207, 417, 431, 436, 442, 443, 448].** Максималната енергия на непрекъснатото Комптъново разпределение. Той съответства на разсейване на γ-квантите на 180° (обратно разсейване) в активния обем на детектора и последващо излитане на разсеяния квант.

Комптъново разсейване (**Compton scattering**) **[165, 183, 202 и сл., 420, 424, 428 и сл., 456, 463, 469, 472, 478].** Разсейване на γ-квант на ъгъл θ от свободен електрон, предавайки му част от енергията си.

Конверсионен електрон ((Internal) Conversion electron, Electron of internal conversion) [49, 160 и сл., 248, 262]. Електрон от атомната обвивка, който се избива при *вътрешна конверсия*.

Константата на радиоактивно разпадане (превръщане) (λ, [Radioactive] decay (disintegration) constant) [169, 177 и сл.]. Вероятността за радиоактивно разпадане в един малък интервал от време, разделена на продължителността на този интервал $dN/dt = \lambda.N$, където N е броят на неразпаднали се атоми (вероятността едно ядро да се разпадне за единица време). Вж. и *Период на полуразпадане*.

Концентрация на активността – вж. *Активност*.

Корпускулярно лъчение (Corpuscular radiation) [28]. Йонизиращо лъчение, състоящо се от частици с маса на покой, различна от нула.

Космично лъчение (**cosmic ray**) **[453, 464].** Високоенергетични (до $10^8 \div 10^{11}$ GeV) протони и α-частици, раждани при звездните процеси в свръхновите. В земната атмосфера и литосфера те предизвикват появяването на голям брой вторични частици, като π и *K* мезони, протони, бързи неутрони и др. Създава непрекъснато фоново разпределение и/или високоенергетични (10 ÷ 20 MeV) широки линии в резултат на dE/dx загуби от заредени частици.

Кюри (Ci) [28]. Извънсистемна единица за *активност*. Не се допуска използването й. 1 Ci = 3, 700.10^{10} Bq (точно).

Линеен коефициент на отслабване (μ, μ_l) – вж. *Коефициент на отслабване*.

Линеен усилвател – вж. *Усилвател-формирователь*.

Линия (пик) на двойно излитане (**double escape peak**) **[417, 434, 436].** Линия в *апаратурния γ-спектър* (неприсъстваща в *истинския спектър*), дължаща се на *раждането на двойка електрон-позитрон* e^-e^+ в активния обем на *детектора* с последващо излитане и на двата анихилационни кванта. Тя има енергия E_γ - 1022 keV.

Линия (пик) на единично излитане (**single escape peak**) **[417, 434, 436].** Линия в *апаратурния γ-спектър* (неприсъстваща в *истинския спектър*), дължаща се на *раждането на двойка електрон-позитрон* e^-e^+ в активния обем на *детектора* с последващо излитане на единия анихилационен квант. Тя има енергия $E_\gamma - 511$ keV.

Линия (пик) на обратно разсейване (**backscatter peak**) **[417, 431, 448, 461, 470].** Тази линия се наблюдава, когато γ-квантът се разсейва от

обкръжението на *детектора*, последвано от пълно поглъщане на енергията му в детектора.

Линия на пълно поглъщане на енергията (**фотопик**, **Full energy peak, Photopeak**) [141, 393, 417 и сл., 429, 434, 436]. Линия в γ-спектъра, съответстваща на **пълно** поглъщане на енергията на γ-кванта в активния обем на *детектора* и събиране на всички заряди, образували се в него. Тя може да се дължи на *фотоефект* и последващо поглъщане на *характеристичните рентгенови кванти* и *спирачното лъчение*, на *Комптънов ефект* и последващо поглъщане на разсеяния квант или на *раждането на двойка електрон-позитрон* и последващо поглъщане и на двата анихилационни кванта в чувствителния обем на детектора.

"Лоша" геометрия (на измерване) (Bad geometry) [218, 223]. *Геометрия на измерване*, при която с голяма вероятност се регистрират (освен пряко попаднали в детектора частици) и частици, претърпяли взаимодействия по пътя между *източника* и *детектора* и/или вторични частици, родени в такива взаимодействия. Могат да се разглеждат и като съставка на *фона*, предизвикан от измервания източник.

Максимална енергия на бета-частица (E_β, Maximum energy of beta-ray spectrum, cut-off energy of beta spectrum) [144, 154 и сл., 216, 217]. Максималната енергия в (непрекъснатия) енергиен спектър при *бета-радиоактивно разпадане*.

Маса на нуклид (Mass of the nuclide) – вж. *Атомна маса*.

Масов коефициент на отслабване (μ_m, μ/ρ, Mass attenuation coefficient) – вж. *Коефициент на отслабване*.

Масова активност – вж. *Активност*.

Масово число (Mass number) [26]. Броят на нуклоните (*протони* + *неутрони*) в едно атомно ядро. Масовото число на един *нуклид* е приблизител-но равно на *атомната му маса*, но по смисъл то не е закръглената до цяло число маса.

Метод на най-малките квадрати (Least squares method, Method (principle) of least squares) [124, 428]. Математичен метод за описване на резултатите от измерване със зададена от експериментатора функция на

независими променливи и параметри. Процедурата позволява да се оценят стойности на параметрите и *неопределеностите* им, при които сумата на квадратите на отклоненията на измерените стойности от апроксимиращата функция е минимална. Методът е полезен при анализа на експерименталните данни, но **не дава никаква обосновка** за валидността на избраната функция.

Минимална детектируема активност (**Minimum detectable activity, MDA**) [458, 491 и сл.]. Минималната *активност*, изразена в Bq, на радиоактивен препарат, която може да бъде определена със зададено *доверително ниво* при наличието на някакъв *фон*. Тя се определя от *долната граница на детектиране* LLD с отчитане на времето на измерване, *ефективността* на детектиране, *вероятността за излъчване* на γ-квант и други възможни поправки.

Многоканален [амплитуден] анализатор (MA, MAA, Multichannel [pulse-height] analyzer, MCA) [373, 398 и сл.]. Електронно устройство, което записва и запазва *импулсите*, сортирани според амплитудите им. То съдържа 3 функционални системи: *амплитудно-цифров преобразовател*, който създава цифров код, пропорционален на амплитудата на импулса; регистри памет (по един за всеки канал от спектъра) за запазване броя на импулсите, чиято амплитуда е в съответния интервал; входно/изходни устройства, които позволяват информацията за спектъра да се предаде на други устройства (компютър, дисплей, диск).

Многоканален буфер (Multichannel buffer) [399, 407]. Електронно устройство, изпълняващо функциите на *многоканален анализатор*, съдържащо само *аналогово-цифров преобразовател* и регистри памет. Задължително работи съвместно и под управлението на персонален компютър.

Мощност на енергийния пренос (ψ или *I*, интензитет на лъчението, Energy flux density, energy fluence rate). Отношението на $d\Psi$ и dt, където $d\Psi$ е нарастването на *енергийния пренос* в интервал от време dt: $\psi = d\Psi/dt = dF_E/da$ (dF_E е *енергийния поток* през повърхност da).

Мощност на преноса частици (φ, плътност на потока частици, Fluence rate, flux density) Отношението на $d\Phi$ и dt, където $d\Phi$ е нараства-

нето на *преноса на частици* в интервала време dt : $\varphi = d\Phi/dt = dF/da$ (където dF е *потока частици* през повърхност da).

Мъртво време (Dead time) [94, 255, 263, 266, 274, 379, 395, 397, 400, 405, 476, 492]. Времето, през което детектиращата система (*детектор* + електроника) е неспособна да регистрира частица или да обработи създаден от детектора *импулс*. Обикновено се изразява в μs/импулс или в % от *реалното време*.

Неопределеност – вж. *Комбинирана неопределеност*, *Обща неопределеност*.

Неопределеност тип А, тип В – вж. *Комбинирана неопределеност*.

Непрекъснато разпределение в γ-спектър **(Continuum)** [141, 456, 464, 487, 498, 504]. Частта от амплитудното разпределение в непосредствена близост около линия от *импулси*, свързани с *източника*, *детектора* и условията на измерване, влияещи на формата на спектралната линия.

Неутрино [151]. Елементарна частица със заряд равен на нула, спин 1/2 и много малка (вероятно нулева) маса на покой. Античастицата ѝ е антинеутрино. Участват само в слабите взаимодействия. Изключително слабо взаимодействат с веществото и поради това регистрирането им е много трудно. Различават се електронно неутрино и антинеутрино, които се раждат при *бета-разпадането* и мюонно неутрино и антинеутрино, които участват в реакции с мюони.

Неутрон [151, 182, 192, 238, 248, 258, 272, 335, 461]. Елементарна частица със заряд равен на нула, спин 1/2 и маса близка до масата на протона ($m_n \approx 1{,}7.10^{-27}$ kg ≈1,0087 u ≈ 940,02 MeV). Съставна част на атомните ядра, в които е стабилен. В свободно състояние изпитва бета-разпадане с период на полуразпадане $\tau_{1/2} \approx 11{,}7$ min. Регистрира се чрез откатни протони след еластичен удар (максималната енергия на протоните е равна на енергията на неутрона) или чрез продуктите на ядрени реакции, предизвикани от неутрон (кинетичната енергия на продуктите на делене е равна на енергията на реакцията и не зависи от енергията на неутрона).

Неутронно залавяне (**neutron capture**) [335, 454, 462]. Поглъщане на *топлинен неутрон*, водещо до нов *нуклид* на същия елемент. Новият нуклид може да бъде нестабилен и да излъчва *γ-кванти*. Реакцията се записва като

$^{A}_{Z}X_N$ (n,n′) $^{A+1}_{Z}X_{N+1}$. *Ефективното сечение* за тази реакция може да бъде много голямо. Напр. ^{113}Cd (който е около 12 % в естествената изотопна смес) има сечение за залавяне на топлинни неутрони $1{,}991.10^{-20}$ cm^2 (19 910 barn). Поради това Cd често се използва като защита от топлинни неутрони. Образуването на нуклида ^{114}Cd се съпровожда от излъчването на γ-кванти с енергия 558,2 keV.

(n,n')-реакция (**(n,n')-reaction**) [454]. Нееластично разсейване на неутро-ните от ядрата, водещо до възбуждането им. Обикновено те се връщат в основното си състояние чрез излъчването на един или няколко γ-кванта.

Нискофонова γ-спектроскопия (**low level gamma ray spectroscopy**) [124]. Гама-спектроскопия на изключително слаби източници

Нормално разпределение – вж. *Гаусово разпределение*.

Нуклид (Nuclide). Атом с определен брой протони и неутрони в ядрото.

Нулиране на полюсите (Pole-zero cancelation) [388, 498-499]. Настройване на схемата за нулиране на полюса на *усилвателя-формировател*, така че *импулсите* с дълга опашка от предусилвателя да се превърнат в импулси с къса опашка, подходящи за оптимизиране и последващ амплитуден анализ. Необходимо е, за да се избегне влошаване на спектралното разрешение при средни скорости на броене (≈ 2000 имп/s).

Обемна активност – вж. *Активност*.

Обща неопределеност [66]. *Комбинираната неопределеност*, умножена по коефициент $k = 2$ или 3. С разширяване на интервала около резултата на измерването се повишава *доверителното ниво* (съответно 95 % и 99 %). Използва се, когато резултатът трябва да се сравни с изискване на нормативен документ, напр. че *специфичната активност* не надвишава определена норма. При използване на обща неопределеност винаги трябва да се посочи, освен стойността ѝ, и комбинираната неопределеност и използваната стойност на коефициента k.

Оже-електрон (Auger electron) [163, 169]. Електрон, избит от атомната обвивка вместо излъчването на *характеристичен Ro-квант* при снемане на възбуждането на атома след избиване на електрон от вътрешен слой (*фотоефект*, *вътрешна конверсия*). Доказано е, че това е пряко

предаване на енергията на възбуждане на електрон от по-горен слой, а не двустепен процес – излъчване на характеристичен Ro-квант, който предизвиква фотоефект в собствения си атом.

Основен детектор [472, 476]. *Детектор* (обикновено *спектрометричен*), чиито *импулси* се използват за регистриране на *йонизиращо лъчение*. Терминът се използва за разграничаване от *защитен детектор*, чиито импулси се използват да забранят (или разрешат) обработването на импулс от основния детектор за подбор на интересуващи ни събития.

Откъсване (**spallation**). Разбиване на ядрото на две различни части, предизвикано от заредени частици. То е подобно на *делението на ядрата*. За разлика от последното, общият баланс на енергията преди и след откъсването е нула и поради това тази реакция не представлява интерес за получаване на енергия.

Относителна ефективност [за регистриране на линията на пълно поглъщане на енергията - фотопика] **(Relative full-energy-peak efficiency)** – вж. *ефективност*.

Относителна нуклидна (атомна) маса. Атомната маса, изразена в *унифицирана атомна единица за маса*.

Отношение на γ-разклоняване (**Gamma branching ratio**) [44]. Вероятността даден *γ-квант* да бъде излъчен при един акт на преход от дадено възбудено състояние - отношението на броя излъчени γ-кванти с определена енергия (при преход към друго определено възбудено или основното състояние) и броя на всички преходи от това състояние. **Да не се смесва** с *вероятността за излъчване на разпадане* на едно ядро.

Отношение 22 keV/88 keV (22 keV Peak/88 keV Peak) [313]. Отношението на площите на линиите на пълно поглъщане на енергията на нуклида ^{109}Cd. Характеризира ефективността на полупроводников детектор към нискоенергийно Рентгеново и гама-лъчение.

Отношение пик към Комптън за линията 1332 keV на ^{60}Co (**Peak-to-Compton ratio** for the 1332-keV ^{60}Co peak) **[ ]**. Отношението на височината на линията на пълно поглъщане на енергията на γ-кванти с енергия 1332 keV на ^{60}Co към средната височина на съответното Комптъново плато между 1040 и 1096 keV, когато точков източник е поставен на 25 cm от челото на детектора.

Отслабване на лъчението (Attenuation of radiation) [516 и сл.]. Намаляване на някоя от величините, характеризиращи йонизиращото лъчение, в резултат на *разсейване* и *поглъщане на лъчението*.

Пасивна защита (Passive shielding) [429, 432, 457 и сл.]. Обграждане на *детектора* с материали, поглъщащи *йонизиращи частици* от други *източници* освен измервания.

Период на полуразпадане (**half-life**, $T_{1/2}$) [170, 177 и сл., 493, 519]. Средното време, необходимо за радиоактивното разпадане на половината атоми в *радиоактивния източник*, съдържащ *радионуклида* (за намаляване на началната *активност* наполовина). Той е свързан с *константата на разпадане* λ чрез $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$. λ е вероятността за разпадане на едно ядро за единица време.

Плътност на тока на частици (J, S) [184]. Векторна величина, интегралът на нормалната компонента на която върху произволно избрана повърхнина е равен на броя на частиците *I*, преминаващи през тази повърхнина за малък интервал време d*t*, разделен на продължителността на този интервал: $\int \mathbf{J}.\mathbf{e}_n \, dA = dI / dt$.

Плътност на потока частици – вж. *мощност на преноса частици*.

Поглътител (абсорбер, **absorber**) [214, 225, 492]. Материал, разположен между източника и детектора, за да намали интензитета на лъчението. Поради вторични процеси често изменя *истинския спектър* на лъчението, попадащо върху *детектора*, в резултат на което се променя и измерения *апаратурен спектър*.

Поглъщане на лъчението (Absorption of radiation) [212 и сл.]. Взаимодействие на йонизиращото лъчение с веществото, в резултат на което лъчението предава част или цялата си енергия на веществото.

Позитрон [152]. Античастиица на *електрона* с единица положителен заряд. Ражда се при β^+-*разпадането*. След спирането си във веществото *анихилира*.

Полуширина – вж. *пълна ширина на половин височина*.

Полупроводников детектор (ППД) [71, 276 и сл., 384]. *Детектор* на *йонизиращо лъчение*, работното вещество на който е полупроводник. Характеризира се с много добра енергийна разделителна способност.

Полупроводникова гама-спектрометрия [377]. Измерване на енергийното разпределение на гама-квантите с помощта на *ППД*.

Поток частици (*F*, Particle flux) [184]. Отношението на dN и dt, където dN е броят частици, които преминават през дадена повърхност в интервала от време dt : $F = \mathrm{d}N/\mathrm{d}t$.

Предусилвател [71, 299, 368, 370, 375, 382 и сл.]. Електронно устройство, което се монтира непосредствено до *детектора* за да осигури предаването на *импулса* до *усилвател-формирователя* с минимални изкривявания и загуба на информация. Високите параметри на спектрометрите с полупроводникови детектори до голяма степен се осигуряват от качествата и настройката на т.н. зарядочувствителни предусилватели. На входа на последните се намира високоомен полеви транзистор, който лесно може да бъде пробит от статично електричество, при бързо подаване или сваляне на високото напрежение, изключване на детектора при подадено напрежение и др. Входът на предусилвателя, както и изхода на детектора трябва да се пазят от замърсяване и овлажняване, които влошават изолационното съпротивление.

Пренос на частици (*Φ*, Флюенс на частици, Particle fluence) [184]. Отношението на dN и da, където dN е броят частици, влизащи в сфера с лице на големия кръг da : $\Phi = \mathrm{d}N/\mathrm{d}a$.

Природна радиоактивност[177, 248, 389, 407, 452, 453, 457]. *Изкуствени* и *естествени радионуклиди*, намиращи се в околната среда. Заедно с *космичното лъчение* и радионуклидите в конструкционните материали на апаратурата и сградата създават *собствения фон* на *детектора*.

Пробег – вж. *Среден линеен пробег*.

Пропорционален брояч [24, 232, 252 и сл., 383]. Газонапълнен *детектор* на *йонизиращо лъчение* с ограничен коефициент на газово усилване (вторична йонизация) при който се запазва пропорционалността на оставената от чстица енергия и изходния електрични импулс.

Протон (Proton) [272]. Стабилна елементарна частица с единичен положителен елементарен електричен заряд и маса около 1 u. Заедно с неутроните изграждат атомните ядра на всички химични елементи.

Пълна атомна спирачна способност (S_a) [186]. $S_a = S/n$, където S е *пълната линейна спирачна способност*, а n – обемната концентрация на атомите във веществото.

Пълна ефективност (Total efficiency) – вж. *ефективност*.

Пълна йонизация на заредена частица (N_i) [187]. Общият брой елементарни заряди с еднакъв знак, създадена от заредена *директно йонизираща частица* по целия й път в определено вещество.

Пълна линейна спирачна способност (S, S_l, Спирачна способност) [186, 195]. $S = -\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$, където d$E$ е загубата на енергия на една заредена частица с определена енергия при преминаване на разстояние dx в определено вещество. Включва загубите на енергия при удари (*йонизационни загуби*) и *радиационните загуби*.

Пълна масова спирачна способност (S_m) [187, 239]. $S_m = S/\rho$, където S е *пълната линейна спирачна способност* , а ρ – плътността на веществото.

Пълна ширина на половин височина (полуширина, ширина на линия, **full width at half maximum**, FWHM) [100, 255, 261, 280, 297, 300, 313, 319, 323, 324, 500]. Тя е мярка за способността на детектора да разграничава близки по енергия частици. Това е ширината на апаратурната линия, измерена на половината й височина и съответства на минималната разлика в енергиите на две линии за да бъдат видени разделени. По-близко разположени линии се наблюдават като една обща линия с по-голяма (от характерната за дадения детектор при дадената енергия) ширина и те могат да бъдат разделени с подходяща програма за обработване на спектъра. За коаксиални *полупро-водникови детектори* тя се определя стандартно за линията 1332,5 keV на ^{60}Co и има типична стойност 1,8 keV. За *сцинтилационни детектори* (NaI(Tl)) тя е (6 ÷ 8) % за линията 661,7 keV на ^{137}Cs.

Пълна ширина на 1/10 височина (Full width at tenth maximum, FW0,1M, FWTM) [315]. Пълната ширина на линията на 1/10 от височината й. Характеризира отклонението на апаратурната форма на линията от идеалния Гаусиан. За Гаусово (нормално) разпределение FWTM = 1,823 FWHM.

Пълна ширина на 1/50 височина (Full width at fiftienth maximum, FW0,02M, FWFM) [315]. Пълната ширина на линията на 1/50 от височината ѝ. Характеризира отклонението на апаратурната форма на линията от идеалния Гаусиан. За Гаусово (нормално) разпределение FWFM = 2,376 FWHM.

Радиационни загуби [183, 197 и сл.]. Загуба на кинетична енергия от заредена *директно йонизираща частица* чрез Ro-*лъчение*, породено от забавянето ѝ при движението през вещество. Радиационните загуби са по-съществени за леки частици (електрони) при по-голямо Z на веществото. Енергийното разпределение е приблизително пропорционално на $1/E$ и достига до цялата енергия на частицата.

Радиоактивен източник (източник) [27]. Вещество или тяло, съдържащо *радионуклиди*.

Радиоактивен нуклид (радионуклид, Radioactive nuclide) [172, 173]. Разновидност на радиоактивния атом, определена с броя протони и броя неутрони в ядрото.

Радиоактивност (**radioactivity**) [76, 169]. Превръщане на ядрата чрез излъчване на заредени частици или чрез залавяне на електрон. Това става с определена вероятност за преход (*константа на разпадане*) λ и може да се съпровожда и с излъчването на γ-*кванти*. Възможните радиоактивни превръщания са сумирани в таблицата по-долу. Тя включва и чисто *вътрешните преходи*, дължащи се на разпадане на *изомерно ниво*.

Радиоактивност	Излъчвана частица	Промяна на		
		Z	N	A
α-разпадане	^{4}He - ядро	Z – 2	N – 2	A – 4
β^- - разпадане	e^- и ν	Z+1	N – 1	A
β^+ - разпадане	e^+ и ν	Z –1	N+1	A
ЕС (електронно залавяне)		Z – 1	N+1	A

Раждане на двойка електрон-позитрон e^-e^+ (pair-production) [159, 183, 210 и сл., 420, 433 и сл., 444, 476]. *Фотони* с енергия по-голяма от 1022 keV при удар в атомно ядро, което поема импулса, могат да породят двойка e^-e^+

, (*електрон-позитрон*) имащи обща кинетична енергия E_γ – 1022 keV. При спирането си позитронът ще анихилира с един електрон, пораждайки два анихилационни кванта с енергия по 511 keV, разлитащи се в противоположни посоки. По-рядко при анихилацията могат да се образуват 3 анихилационни кванта с произволна енергия (като сумата им е 1022 keV) и произволна посока.

Разделителна способност (**resolution**) – вж. *пълна ширина на половин височина*.

Разделително време 2τ (Разрешаващо време, resolution time) [267, 301, 315, 387]. Интервалът време, в който две или повече несъвпадащи (без генетична връзка) частици се регистрират от *детектора* и електрониката като едно събитие, водещо до появяването на лъжлив (*случаен*) *сумарен импулс*. Вж. разликата от *мъртво време*.

Разсейване на лъчението (Scattering of radiation) [107, 181, 183, 189, 202 и сл., 224, 259, 415, 431, 455-456, 461, 469, 470]. Взаимодействие на *йонизиращо лъчение* с веществото, в резултат на което се променя посоката на разпространение на част от йонизиращите частици.

Разширена неопределеност – вж. *Обща неопределеност*.

Реално време на измерване (Real time counting period) [96]. Времето на измерване, което не е компенсирано за интервалите, през които операционната система не е способна да регистира попаднала частица или да обработи роден от *детектора* импулс.

Реалното време = *живото време* + *мъртвото време*.

Рентгенова флуоресценция (**X-ray fluorescence**) – вж. *Характеристично Ro-лъчение*.

Рентгеново лъчение (Ro-лъчи, X-radiation, X-rays) [40, 163]. Смес от *спирачно* и *характеристично рентгеново лъчение*.

Самопоглъщане (Self-absorption, Internal abssorption) [517 и сл.]. Взаимодействия във веществото на *радиоактивен източник*, в резултат на които намалява броя на частиците, напускащи източника, в сравнение на родените в него и/или се променя ъгловото или енергийното им разпределение (променя се *истинския спектър*).

Сечение на взаимодействие (σ, Cross-section) [183, 184, 201, 205, 209]. σ за *индиректно йонизиращи частици* с определена енергия в дадено вещество е отношението на d*N*/*N* и *n*.d*l*, където d*N*/*N* е относителният дял частици, които са претърпели взаимодействие при преминаване на разстояние d*l* във веществото, а *n* е броят частици на веществото (атомни ядра, молекули в единица маса): $\sigma = \frac{1}{n.N} \cdot \frac{dN}{dl}$. Сечението за взаимодействие σ и масовият коефициент на отслабване μ/ρ са свързани с израза: $\mu/\rho = N_A . \sigma/M$, където N_A е числото на Авогадро, а *M* – моларната маса на веществото. σ може да се изрази като сума от парциални сечения за различни взаимодействия. Например за неутрони $\sigma = \sigma_a + \sigma_s$, където σ_a е сечението за поглъщане, а σ_s – сечението за разсейване.

Сиверт (Sievert, Sv). Единица за еквивалентна доза, изразена в J/kg: 1 Sv = 1 J/kg (джаул на килограм); 1 Sv = 100 rem. Тази единица е свързана с Gy, но съдържа корекционни коефициенти за радиотоксичността.

Слой на полуотслабване (Half-value layer, HVL, Half-value thickness, HVT) [217, 219 и сл.]. За *йонизиращи лъчения*, при които е в сила експоненциален закон за отслабване (на *тесен успореден сноп лъчение* в условията на *добра геометрия*), е дебелината на веществото, което намалява броя на попадналите частици наполовина. По-рядко се използва и в смисъл на намаляване на енергията (*интензитета на лъчението*) или мощността на експозицията наполовина.

Случайни съвпадения (Accidental coincidence) – вж. *Случайно сумиране на импулси.*

Случайно сумиране на импулси (Pulse pile-up,Random summing) [393, 415, 444 и сл., 477, 500, 507]. *Детекторът* изработва два последователни *импулса*, които се дължат на частици, родени при разпадането на различни ядра, но случайно са близки във времето. Получава се един сложен импулс, чиято амплитуда има непредсказуема стойност (вж. разликата от *Истински съвпадения*). Случайното сумиране зависи от квадрата на скоростта на броене (пропорционално е на $1/r^4$, където r е разстоянието между *източника* и *детектора*) и от ширината на импулсите. Регистрирането им може да бъде подтиснато с подходяща електроника (Pile-up Rejector).

Собствен фон на детектор – вж. *Фон.*

Собствена ефективност – вж. *Ефективност.*

Спектрометричен детектор [382].. *Детектор*, амплитудите на *импулсите* от който са пропорционални на енергията, оставена от *йонизираща части-ца* в него. Тук определението "спектрометричен" се използва по-често за разграничаване от *защитния детектор* в *активна защита*. .

Специфична активност (*a*, масова активност) – вж. *Активност.*

Спирачна способност – вж. *Пълна линейна спирачна способност.*

Спирачно лъчение (Bremsstrahlung) [164, 192, 197, 455, 456]. Електромагнитно лъчение с непрекъснат енергиен спектър, възникващо при забавяне на заредени частици. Практическо значение има при забавянето на β-частиците. Вероятността за този ефект е пропорционална на $Z\,E_{max}$, където *Z* е атомният номер на поглътителя, а E_{max} – максималната енергия на β-спектъра. Спирачното лъчение има $1/E$ разпределение, простиращо се до E_{max} .

Среден линеен пробег (*R*, R_l, mean (average) linear range) [187, 198, 214, 218]. Разстоянието, на което при определени условия една заредена частица прониква в определено вещество, осреднено за група частици с една и съща енергия.

Среден масов пробег (R_ρ, R_m, Mean mass range [of particle]) [185]. Произведението на *средния линеен пробег* и плътността на веществото: $R_\rho = R.\rho$.

Среден свободен пробег (*l*, λ, Mean free path) [185]. Средното разстояние в определено вещество, което частиците изминават между два последователни акта на взаимодействие от определен тип.

Средна енергия за създаване на една двойка йони (Wi, средна енергия за създаване на елементарен заряд) [187, 305]. Началната кинетична енергия на заредена *директно йонизираща частица*, разделена на *пълната йонизация*, предизвикана от тази частица.

Средно време на живот на радиоактивните ядра (τ, среден живот, mean life, meam lifetime, average life, average lifetime) [171]. За експоненциално превръщане (каквото е радиоактивното разпадане) τ е времето, необходимо за намаляване на броя на радиоактивните ядра от N_0 до N_0/e, където *e* е основата на естествените (Неперовите) логаритми: $\tau = 1/\lambda$ (λ е *константата на разпадане*). Да не се смесва с *период на полуразпадане*!

Средноквадратична грешка (Mean square error). Тъй като вече не бива да се използва термина "грешка (error)" той трябва да се замени със *Стандартно отклонение*.

Стандартно отклонение σ (**standard deviation**) **[**66, 73, 76, 81, 84, 132, 143, 483**].** Ако N независими измервания дават стойности x_1 , x_2 ,..., x_n за величина, чиято истинска стойност е μ, стандартното отклонение е квадратният корен на дисперсията $\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^{N}(x_i - \mu)^2}{N}$ (или $\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^{N}(x_i - \bar{x})^2}{N-1}$ ако истинската стойност μ не е известна; $\bar{x}$ е експерименталната средна стойност). Радиоактивното разпадане има гаусово разпределение и стандартното отклонение на броя регистрирани импулси R е $\sigma = \sqrt{R}$.

Сумарна линия (**sum peak**) **[**440, 444**].** Дължи се на сумирането на енергиите (амплитудите на *импулсите*) на две или повече частици, регистрирани едновременно (в съвпадение) в *детектора*. Обикновено тя се дължи на *истинско съвпадение*, когато има генетична връзка между частици, излъчени при разпадането на едно ядро. По-малък, забележим само при високи скорости на броене, е приносът на *случайно* (лъжливо, паразитно) *съвпадане* по време на несвързани помежду си частици.

Схема на антисъвпадения [396, 397, 454, 455**].** Електронно устройство с два или повече входа и един изход. На изхода се появява *импулс* само ако само на един вход е постъпил импулс. Използва се за *активна защита* или в антикомптънов спектрометър, като изходният импулс забранява обработването на сигнал от *спектрометричния детектор* ако е задействан *защитния детектор*.

Схема на съвпадения [472, 475, 477, 479**].** Електронно устройство с два или повече входа и един изход. На изхода се появява *импулс* само ако на всички входове са постъпили импулси. Използва се за установяване на едновременността на излъчване на две или повече частици.

Сцинтилационен детектор [25, 327 и сл., 376, 383, 391**].** *Детектор* на *йонизиращо лъчение*, в който енергията на йонизиращата частица се превръща последователно в светлинни фотони, а те пораждат електричен импулс във фотоелектронен умножител.

Сцинтилационна гама-спектрометрия [47**].** *Гама-спектрометрия* с помощта на *сцинтилационен детектор*.

Съставяща на неопределеност [63, 73, 220, 222, 379**].** Отделни компоненти на *неопределеността* на едно измерване, които могат да бъдат оценени и образуват *комбинираната неопределеност*.

Тесен сноп лъчение (Narrow beam) – вж. "*Добра*" *геометрия*.

Топлинни неутрони (**thermal neutrons**) [238, 248, 259, 335, 337, 343, 454, 462]. Неутрони, намиращи се в топлинно равновесие с околната среда. Те имат скорост около 2200 m/s, съответстваща на енергия 0,025 eV.

Унифицирана атомна единица за маса (mu, u, Unified mass unit, Unified atomic mass [unit]). 1/12 част от масата на покой на неутралния атом ^{12}C в основно състояние. Допуска се за неограничени използване в атомната и ядрената физика.

Усилвател-формировател (Amplifier) [387 и сл.**].** Електронно устройство, което едновременно с усилване амплитудата на *импулсите* и ги формира за оптимизиране на следващия анализ. Критерии за оптимизиране са максимална разделителна способност по енергия, максимална скорост на броене, максимално точно определяне на момента на постъпване на импулса или компромис между тях.

Флюенс – вж. *Енергиен пренос* или *Пренос на частици*.

Фон (**background**) **[**21, 64, 121, 180, 223, 257, 274, 323, 355, 432, 449 и сл., 464, 467-468, 480, 486, 491, 498**].** В тесен смисъл – спектърът, регистриран при отсъствие на измерван източник; в по-широк смисъл – всички импулси, които не са в интересуващата ни *линия на пълно поглъщане на енергията*.

***Собствен фон на детектор* [**257, 316, 449, 451, 460, 491**].** Скоростта на броене или *апаратурния спектър*, дължащи се на радионуклиди в детектора и конструкционните материали на опаковката му.

***Фон при отсъствието на източник* [**180, 451 и сл., 467**].** Собственият фон плюс скоростта на броене или *апаратурния спектър*, дължащи се на радионуклиди в околната среда и на *космичното лъчение*, измерени без

поставен *източник* до *детектора*. Намаляването на фона при отсъствие на източник чрез *пасивна* и/или *активна защита* намалява *долната граница на детектиране* и *минималната детектируема акктивност*. Но трябва да се има предвид, че някои мерки за намаляването му могат да увеличат *фона при наличието на източник* или намалят *ефективността* и оттам – да влошат условията на анализ.

Фон при наличието на източник **[**455 и сл., 467, 506**].** Импулси в апаратурния спектър, които се създават при взаимодействие на лъчението в самия източник, защитата, околните предмети, както и в детектора, но без пълно поглъщане на енергията на частицата.

Фонови импулси – вж. *Фон.*

Фоново йонизиращо лъчение (Background ionizig radiation) [180**].** Лъчение от източници, различни от източника, чието лъчение се измерва. Вж. и *фон.*

Фотоефект (**photo electric effect**) **[**183, 199 и сл., 418, 463**].** Взаимодействащият *фотон* предава цялата си енергия на един електрон, свързан с атом. Избитият електрон има енергия, равна на енергията на падащия електромагнитен квант, минус енергията на свързване на електрона. Ако този ефект протича в активния обем на детектора фотоелектронът предизвиква *импулс*, пропорционален на енергията си. Останалата част от енергията (енергията на свързване) се оказва енергия на възбуждане на атомната обвивка и практи-чески мигновено се излъчва като *характеристични Ro-кванти* или *Оже-елек-трони*. Ако и те бъдат погълнати в активния обем на детектора, амплитудата на изходния електричен импулс ще бъде точно пропорционална на енергията на падащия γ-квант. Ако един или няколко Ro-кванти излетят, ще се наблюда-ват сателитни линии на излитане вляво от *линията на пълно поглъщане* (да не се смесват с *линиите на единично* и *двойно излитане*, образуващи се след *раждането на двойка* e^-e^+). Вероятността за фотоефект намалява с увеличаването на енергията на γ-квантите и е пропорционална на Z^4 до Z^5 (степенният показател зависи от енергията на γ-квантите).

Фотоефективност – вж. *Ефективност.*

Фотолиния – вж. *Линия на пълно поглъщане на енергията.*

Фотонно йонизиращо лъчение (Photon radiation) [310**].** Общо понятие за *Рентгеново* и/или *гама-лъчение.*

Фотопик – вж. *Линия на пълно поглъщане на енергията.*

Фоточаст (Photo part) [440**].** Отношението на броя на γ-*квантите* с определена енергия, регистрирани в *линията на пълно поглъщане на енергията* към всички регистрирани γ-кванти със същата енергия. *Фотоефективността* е равна на произведението на *пълната ефективност* и *фоточастта.*

Характеристични γ-лъчи (**characteristic gamma-rays**) – вж. *гама-лъчение.*

Характеристично Рентгеново лъчение (Characteristic X-radiation) [166, 420, 438, 448, 461, 471**].** Електромагнитно лъчение с прекъснат енергиен спектър, възникващо при преходи към вътрешни слоеве на електронната обвивка на атома (дупка в един от електронните слоеве се запълва от електрон, идващ от по-горен слой). Всеки атом има собствено характеристично рентгеново лъчение.

Целотелесно измерване (**total body counting**) [30, 323]. Определя се активността на човешкото тяло, дължаща се на естествени (напр. ^{40}K) и изкуствени радионуклиди (напр. ^{137}Cs от изпитанията на атомните бомби и Чернобилската авария, ^{134}Cs от Чернобилската авария и всички други радионуклиди, евентуално погълнати от човека).

Чиста площ [421, 480, 503, 508**].** Площта (броят *импулси*) в *линията на пълно поглъщане на енергията*, корегирана с броя импулси под *непрекъснатото разпределение*, върху което е регистрирана линията.

Ширина на линия – вж. *пълна ширина на половин височина.*

Шум [249, 298-300, 302, 304, 306, 361, 375, 380, 387, 449**].** *Импулси*, породени в *детектора* и електрониката в следствие на хаотичното движение на електроните. Амплитудното им разпределение е експоненциално спадащо. Наблюдават се като самостоятелни импулси в началото на спектъра и видимо лесно се отстраняват с интегрален дискриминатор. В действителност

поради големият им брой те се *сумират случайно* с импулсите от *йонизиращото лъчение* и влошават *разделителната способност* по енергия.

Ядрена реакция (**nuclear reaction**). Всеки тип ядрено превръщане, предизвикано от заредени частици, тежки йони и бързи или топлинни неутрони.

Ядрено превръщане (разпадане) – вж. *Радиоактивност*.

$Q_{\beta+}$ - максималната налична енергия за излъчване на β^+ частица. Тя съответства на разликите на масата на неутралните атоми, участващи в радиоактивния процес, минус 1022 keV. Ако β^+ частицата се излъчва от изомерно ниво, трябва да бъде добавена и енергията на възбуждане към разликата в масите.

$Q_{\beta-}$ – максималната налична енергия за излъчване на β^- частица. Тя съответства на разликите на масата на неутралните атоми, участващи в радиоактивния процес. Ако β^- частицата се излъчва от изомерно ниво, трябва да бъде добавена и енергията на възбуждане към разликата в масите.

Q_{EC} – разликата в масите за излъчване на β^+ частица или електронно залавяне (коригирана, ако е необходимо, с енергията на възбуждане на изомерното ниво). Отбележете, че $Q_{\beta+} = Q_{EC} - 1022$ keV.

Използвана литература

1. В. Кмент, А. Кун. Техника измерения радиоактивных излучений. Москва, Наука, 1964.

2. Принципы и методы регистрации элементарных частиц. Под ред. Люк К. Л. Юан, Ву Цзянь-Сюн. Москва, Иностранная литература, 1964.

3. Приборы для регистрации ядерных излучений и их применение. Под ред. А. Снелла, Москва, Атомиздат, 1965.

4. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Сегре, Москва, Иностранная литература, 1955.

5. Х. Стойчева и др. Основни въпроси на метрологията. София, Техника, 1985.

6. Б. С. Джелепов, С. А. Шестопалова. Ядерно-спектрометрические нормали. Москва, Атомиздат, 1980.

7. Г. А. Череватенко, Е. Д. Чистов, В. М. Кодюков. Радионуклидные источники в радиационной технике. Москва, Энергоатомиздат, 1989.

8. В. К. Ляпидевский. Методы детектирования излучений. Москва, Энергоатомиздат, 1987.

9. Дж. Дирнли, Д. Нортроп. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений. Москва, Мир, 1966.

10. А. И. Абрамов, Ю. А. Казанский, Е. С. Матусевич. Основы экспериментальных методов ядерной физики. Москва, Энергоатомиздат, 1985 (III издание); Атомиздат, 1970 (I издание).

11. К. Клеинкнехт. Детекторы корпускулярных излучений. Москва, Мир, 1990.

12. К. Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. Москва, Энергоатомиздат, 1983.

13. Low Level Gamma Spectroscopy. Canberra Reference 2.

Справочници

СП1. Tables of Isotopes (eds. C. M. Lederer and V. S. Shierly), Seventh Edition, John Wiley&Sons Inc., New YYork, 1978.

СП2. G. Erdtmann, W. Soyka. The Gamma Rays of the Radionuclides. Verlag Chemie, Weinheim, New York, 1979.

СП3. Сборник от таблици със стандартно-справочни данни в областта на йонизиращите лъчения. София, и-во Стандартизация, 1984.

СП4. Н. Г. Гусев, П. П. Дмитриев. Радиоактивные цепочки. Справочник. Москва, Энергоатомиздат, 1988.

СП5. Физические величины. Справочник. поф ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. Москва, Энергоатомиздат, 1991.

СП6. Physical Review D. Particles and Fields, vol. 54/1. Part I:Review of Particle Physics, 1 July 1996

Стандарти

СТ1. Български държавен стандарт БДС-ISO-31-9 Величини и единици, част 9: Атомна и ядрена физика; БДС-ISO-31.10 Величини и единици, част 10: Ядрени реакции и йонизиращи лъчения, 1994.

СТ2. Ulrich Schotzig und Heinrich Schrader. Halbwerstszeiten und Photonen-Emissionswahrscheinlichkeiten von haufig verwendeten Radionukliden. 4. erweiterte Auflage. Physikalisch Technische Bundesanstalt, PTB-Bericht, PTB-Ra-16/4, Braunschweig, Juli 1993. ISSN 0341-6747, ISBN 3-89429-349-7.

Статии

П1. N. Sasamoto, K. Koyama and S. Tanaka. An Analysis Method of Gamma-Ray Pulse-Height Distributions Obtained with Ge(Li) Detector. Nucl. Instr. and Methods 125 (1975) 507-523.

П2. Th. Semkow et al. Coincidence Summing in Gamma-Ray Spectroscopy. Nucl. Instr. and Methods in Phys. Research A290 (1990) 437-444.

П3. L. P. Geraldo and D. L. Smith. Covariance Analysis and Fitting of Germanium Gamma-Ray Detector Efficiency Calibration Data. Nucl. Instr. and Methods in Phys. Research A290 (1990) 499-508.

ТИТА-КОНСУЛТ ООД
✉ 1505 София, ул. "Проф. Джовани Горини" №6
GSM: 088 571 533; **мобилен тел.** 048 881 822
fax: (02) 964 0950; 964 0951; 957 38 54; 44 48 59
☎ (02) 964 09 50; 964 09 51; 62 56 785
☎ (0973) 80 633; 80 072 (вътр. 234)
☎ (0973) 7 38 56, 7 38 57, 22 69, 29 39 (вътр. 234)
E-mail: theta@infotel.bg., **Web page:** www.infotel.bg/~theta
Рег. в СГС №5742, том 201/22.03.1994 г.
"БУЛСТАТ" Ю 831508563, Данъчен №1223038014

CONSULT®

БДС EN ISO 9001

"КОГАТО КАЧЕСТВОТО Е ВОДЕЩО"

- Консултации в областта на физико-техническите и химико-технологичните науки.
- Прогнози, консултации, експертизи, обучение на кадри, разработване на методи, системи, технологии, проектиране и изработване на апарати в областта на ядрената енергетика, урановата промишленост, радиационни технологии, радиоекология и други, имащи отношение към радиоактивността, ядрените технологии и използването на атомната енергия за мирни цели.
- Консултации и експертизи по доставки на съоръжения, апаратури, материали, включително радиоактивни източници, за технологии, сервизни лаборатории, научни изследвания и други, свързани с използването на радиоактивни вещества и йонизиращи лъчения.
- Диагностика и методи за дезактивация на радиоактивни замърсявания, в това число при аварии.
- Софтуерно обезпечаване на процеси в областта на ядрената енергетика, урановата промишленост, радиационни технологии, радиоекологията, обучението на кадри и други, имащи отношение към радиоактивността, ядрените технологии и атомната енергетика.
- Сервизно и абонаментно-техническо поддържане на дозиметрична и радиометрична апаратура.
- Доклади за оценка за въздействието върху околната среда.
- Производство и доставка на термолуминесцентни дозиметрични системи.
- Ремонт на средства за измерване на параметри на йонизиращи лъчения.
- Техническо обслужване и проверка за вътрешно замърсяване на уреди за технически контрол с вградени източници на йонизиращи лъчения (ИЙЛ).
- Монтаж / демонтаж, техническо обслужване и проверка за повърхностно замърсяване на йонизиращи пожароизвестителни датчици.
- Превозване на радиоактивни вещества, уреди, апарати и съоръжения с радиоактивни вещества (без ядрен материал).
- Работа от трети клас с открити радиоактивни вещества – измервания и недеструктивен анализ на образци за определяне съдържанието на радионуклиди.

ОФИСИ

СУ "Св. Кл. Охридски", Физически Факултет, Катедра "Атомна физика
✉ 1164 гр. София, бул. "Джеймс Баучер" 5А
☎ 02/ 964 0950; 964 0951; 62 56 785, 62 56 333

✉ 3321 "АЕЦ – Козлодуй ЕАД" – Пощенски клон №1; п.к. 18
☎ 0973/ 80 633;80 072 (вътр. 234);
☎ 0973/ 7 38 56; 7 38 57; 7 37 18; 22 69; 48 77 (вътр. 234);
моб. телефон: 048 881 822

Тита-консулт ООД е колективен член на Българското ядрено дружество,
редовен член на Българската стопанска камара и Българската търговско-промишлена палата.
Тита-Консулт ООД е вписана под № 167 в регистъра на Агенция за малки и средни предприятия.
Дружеството притежава сертификат № 003 от 07.09.2000 г. за съответствие на системата по качество
с БДС EN ISO 9001: 1996.